n° d'ordre: 2099

THÈSE

présentée aux

CENTRE UNIVERSITAIRE
DE TOULON ET DU VAR

UNIVERSITE DE
PARIS - SUD

pour obtenir

Le titre de DOCTEUR DE 3e CYCLE

par

Alain GIULIERI

DECODAGE ELECTRO-OPTIQUE DE SIGNAUX M.L.F. EN TEMPS REEL

soutenue le 4 juin 1976 devant la commission d'examen:

MM. B. PICINBONO président
G. BONNET
F. DUBUS
J. POUGET
H. MERMOZ

n° d'ordre: 2099

THÈSE

présentée aux

CENTRE UNIVERSITAIRE DE TOULON ET DU VAR

UNIVERSITE DE PARIS - SUD

pour obtenir

Le titre de DOCTEUR DE 3° CYCLE

par

Alain GIULIERI

DECODAGE ELECTRO-OPTIQUE DE SIGNAUX M.L.F. EN TEMPS REEL

soutenue le 4 juin 1976 devant la commission d'examen:

MM. B. PICINBONO président

G. BONNET

F. DUBUS

J. POUGET

H. MERMOZ

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

CENTRE UNIVERSITAIRE DE TOULON
ET DU VAR

Président : M. Pierre BROCHE

Vice-Présidents : M. Jean-Claude ESCARRAS
M. André TESSEREAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ABOUCAYA Claude	Histoire du Droit
	BONNET Georges	Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BALLESTRACCI Régis	Physique
	BAUSSET Max	Mécanique
	BENAIM Jean-Yves	Chimie
	BROCHE Pierre	Physique
	DUMERY Guy	Mathématiques et Statistiques

PROFESSEUR ASSOCIE

M.	ARRIGHI Pascal	Droit Public

MAITRES DE CONFERENCES

MM.	BARTHOLIN Henri	Physique
	BEGUET Jean-Pierre	Droit Privé
	CAVASSILAS Jean-François	Physique (Télécommunications)
	COMBES Jean-Michel	Mathématiques
	CROCHET Michel	Physique (Télécommunications)
Mmes	FLOUZAT Denise	Sciences Economiques
	PELISSIER Marie-Claude	Mathématiques
MM.	SKODA Henri	Mathématiques
	VERNET Jean-Louis	Chimie

CHARGES DE COURS

MM.	DE BAZELAIRE Eric	Optique
	ESCARRAS Jean-Claude	Droit Public
	TCHAPOUTIAN Robert	Physique

SECRETAIRE GENERAL

M. SLAWY Guy

Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire GESSY au centre universitaire de Toulon et au laboratoire Moyenne Fréquence de la D.C.A.N. à Toulon.

Je remercie Monsieur le Professeur B. Picinbono pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury.

Que Monsieur le Professeur G. Bonnet croie en mes remerciements pour m'avoir accepté dans son laboratoire et avoir dirigé cette thèse.

Je remercie Messieurs les Professeurs F. Dubus et J. Pouget et Monsieur l'ingénieur Général H. Mermoz pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de faire partie du jury.

Qu'il me soit permis d'exprimer ma profonde reconnaissance à Messieurs les Professeurs F. Dubus, G. Bonnet, J. Pouget et F. Boëri pour la formation qu'ils m'ont donnée dans le cadre du DEA d'électronique et plus particulièrement à Monsieur le Professeur F. Dubus pour l'aide qu'il m'a apportée durant mon troisième cycle.

Je remercie Monsieur H. Mermoz qui a eu l'idée de ce travail et qui en a facilité matériellement sa réalisation.

Je tiens à remercier Monsieur A. Forster, maitre-assistant à l'I.U.T. de Toulon, pour l'expérience qu'il m'a permis d'acquérir en m'acceptant dans son équipe de recherche.

Je tiens enfin à remercier le service Moyenne Fréquence de la D.C.A.N. et tout particulièrement Monsieur Malaquin qui m'a permis de réaliser l'appareillage électronique nécessaire grâce à ses conseils et au support matériel qu'il a mis à ma disposition.

RESUME

Lorsqu'un signal électrique modulé linéairement en fréquence (M.L.F) est appliqué à un transducteur piézoélectrique accolé à un barreau en Silice fondue, il se crée dans ce barreau une onde acoustique. Cette onde, en se propageant, module ponctuellement l'indice de réfraction du barreau qui se comporte alors comme un morceau de lentille de Fresnel. Un faisceau de lumière spatialement cohérente et quasi monochromatique éclairant un tel modulateur optique donne lieu , en un point précis de l'espace, à une répartition de l'intensité lumineuse égale au carré de la fonction d'autocorrélation du signal M.L.F. électrique.

L'étude qui suit a pour but de créer un système de télécommunication utilisant cette propriété optique comme filtre adapté. Les informations sont codées soit par plusieurs pentes de modulation de fréquence, soit par une modulation de fréquence associée à plusieurs fréquences porteuses. Le calcul du pouvoir de résolution d'un tel système définit le nombre de caractères codés utilisables ainsi que l'amélioration du rapport signal sur bruit. Pour vérifier la théorie,il a été réalisé un dispositif électronique adapté aux caractéristiques du modulateur optique.

L'expérience nous montre deux possibilités de codage. Chaque caractère est constitué d'un ou de plusieurs signaux M.L.F. Le codage est alors défini:

-soit par les différentes pentes de modulation de chaque signal M.L.F.,à une pente correspond un bit.

-soit, la pente de modulation étant identique pour tous les signaux M.L.F. ,par la fréquence porteuse de chacun,qui se traduit par un retard à la réception. à un retard correspond un bit.

TABLES DES MATIERES

Résumé
Table des matières
Notations

Chapitre 1. Introduction Page 1

1.1 Généralités 1
1.2 Filtrage adapté 2
1.3 Amélioration du rapport signal sur bruit 5
1.4 Filtre à n canaux 6
1.5 Diffraction de Fresnel 7
1.6 Filtre adapté optique 10

Chapitre 2. Etude théorique 13

2.1 Fonctionnement du modulateur à ultra-sons 13
2.2 Théorie de la convergence spatiale 16
2.2.1 Forme du signal d'émission 16
2.2.2 Transparence optique du modulateur 17
2.2.3 Cas d'un seul signal 19
2.2.3.1 Convergence spatiale 19
2.2.3.2 Pouvoir de résolution 27
2.2.4 Cas de deux signaux 29
2.2.4.1 Convergences spatiales 29
2.2.4.2 Pouvoir de résolution 34
2.2.5 Amélioration du rapport signal sur bruit 35

Chapitre 3. Expérimentation Page 37

3.1 Introduction 37
3.2 Génération des signaux électriques 39
3.2.1 Exposé du problème 39
3.2.2 Vobulateurs 39
3.2.3 Correcteurs de linéarisation 44
3.2.4 Générateur de bruit 44
3.2.5 Sommateur 49
3.2.6 Installation de l'ensemble électronique 49
3.3 Mise en place du banc d'optique 53
3.3.1 Exposé du problème 53
3.3.2 Eclairement du modulateur 55
3.3.3 Montage de réception 56

Chapitre 4. Résultats 59

4.1 Cas d'un seul signal 59
4.2 Cas de deux signaux simultanés 69
4.3 Possibilités d'utilisation 72
4.3.1 Codage par pente de modulation 72
4.3.2 Codage par fréquence porteuse 73

Chapitre 5. Conclusion 74

Bibliographie 76

NOTATIONS.

$S(t)$ signal temporel

$s(\nu)$ signal dans l'espace des fréquences

$S(t) \rightleftharpoons s(\nu)$, $s(\nu)$ est la transformée de Fourier de $S(t)$:

$$s(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(t)\ e^{-2i\pi\nu t}\ dt$$

$f(\vec{r})$ signal objet spatial représentant le signal $S(t)$

$\phi(\vec{r})$ amplitude lumineuse en un point r

$f^{*}(x)$ fonction complexe conjuguée de $f(x)$

$|f(x)|$ module de la fonction complexe $f(x)$

$\left(f(x) * g(x)\right)_{(u)}$ produit de convolution des fonctions $f(x)$ et $g(x)$ pour la variable u défini par:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\ g(x-u)\ dx$$

$\theta(x)$ fonction infiniment petite dépendant de la variable x

$E\{x\}$ espérance mathématique de x

$\mathrm{var}\{x\}$ variance de x définie par $\mathrm{var}\{x\} = E\{x^2\} - E^2\{x\}$

c vitesse de la lumière dans le vide

V vitesse des ultra sons dans le modulateur

λ longueur d'onde lumineuse dans le vide

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ nombre d'onde

$a \rightarrow b$ a est remplacé par b

$x \rightarrow y$ x tends vers y

$\mathcal{S}(x)$ sinus de Fresnel

$\mathcal{C}(x)$ cosinus de Fresnel

$\prod_{j=1,2} a_j = a_1 . a_2$ produit des termes indicés.

1.INTRODUCTION

1.1 GENERALITES

Dans le domaine des télécommunications, tout transfert d'information se fait selon le processus suivant: l'information est au préalable codée puis émise, la transmission est une opération qui tend inévitablement à noyer le signal codé dans du bruit.

La réception doit alors accomplir deux taches bien spécifiques:

- déterminer si un signal a été émis en améliorant le rapport signal sur bruit (traitement du signal par filtrage adapté)
- décoder ce signal pour reconstituer l'information de départ (traitement de données)

Dans les communications usuelles, le codage se fait grâce à des impulsions, mais pour les communications acoustiques il est préférable d'utiliser des signaux modulés en fréquence. De plus en optoélectronique, le décodage améliore le rapport signal sur bruit lorsque le codage est fait sur les paramètres des signaux modulés linéairement en fréquence (M.L.F.) .

Après avoir brièvement rappelé la définition du filtrage adapté et les propriétés de la diffraction de Fresnel, nous étudierons un filtre adapté optique en temps réel qui remplira également le rôle de décodeur.

Un prototype, en conformité avec les résultats théoriques, a été réalisé et testé.

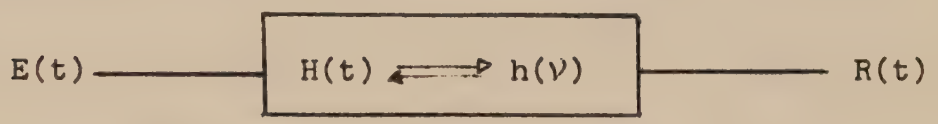
Les performances atteintes par ce dispositif justifient son utilisation dans un système de télécommunications.

1.2 FILTRE ADAPTE [4] à [6]

La notion de filtre adapté a été appliquée pour la première fois par North [4] en 1943 à un filtre linéaire pour la détection d'un signal déterminste dans un bruit stationnaire de densité spectrale constante.

Cette notion a, depuis, été étendue à d'autres types de bruit mais c'est cette définition qui va être utilisée

Considérons un filtre linéaire et homogéne de réponse percussionnelle H(t) et de gain complexe h(ν)



La réponse R(t) de ce filtre à une entrée E(t) vaut:

$$R(t) = \Big(E(\tau) * H(\tau)\Big)_{(t)} = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\tau)\, H(t-\tau)\, d\tau$$

Ce filtre étant homogène, il est facile de vérifier la relation:

$$E(t) \longrightarrow E(t+t_o) \Longrightarrow R(t) \longrightarrow R(t+t_o)$$

Si E(t) est la somme de deux signaux S(t) et B(t) tels que

- B(t) est un bruit, fonction aléatoire réelle, stationnaire du deuxième ordre et de densité spectrale $\gamma_B(\nu)$
- S(t) est un signal "certain", réel, possédant une transformée de Fourrier s(ν) qui est son spectre complexe de fréquence.

La réponse de ce filtre linéaire à l'entrée E(t) s'écrit

$$R(t) = R_B(t) + R_S(t)$$

avec $$R_B(t) = \left(B(\tau) * H(\tau) \right)_{(t)}$$

et $$R_S(t) = \left(S(\tau) * H(\tau) \right)_{(t)} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2i\pi\nu t} h(\nu) s(\nu) d\nu$$

Le bruit de sortie est stationnaire du deuxième ordre (propriété des filtres linéaires) et a pour variance:

$$\text{var}\left\{ R_B(t) \right\} = E\left\{ R_B^2(t) \right\} - E^2\left\{ R_B(t) \right\}$$

$$\text{var}\left\{ R_B(t) \right\} = \int_{-\infty}^{+\infty} |h(\nu)|^2 \gamma_B(\nu) \, d\nu$$

Le rapport signal sur bruit en sortie du filtre est égale à la puissance instantannée du signal à un instant arbitraire t_o divisée par la puissance moyenne de bruit, c'est à dire

$$\rho_R = \frac{R_S^2(t)}{\text{var}\left\{ R_B(t) \right\}}$$

$$\rho_R = \frac{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} e^{2i\pi\nu t} \, h(\nu) \, s(\nu) \, d\nu \right]^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} |h(\nu)|^2 \gamma_B(\nu) \, d\nu}$$

écrivons l'inégalité de Schwarz

$$\left| \int_{-\infty}^{+\infty} f(\nu)^* g(\nu)\, d\nu \right|^2 \leq \int_{-\infty}^{+\infty} |f(\nu)|^2 \, d\nu \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} |g(\nu)|^2 \, d\nu$$

l'identification des fonctions $f(\nu)$ et $g(\nu)$ avec l'expression de ρ_R donne:

$$f(\nu)^* g(\nu) = e^{2i\pi\nu_0 t}\, h(\nu)\, s(\nu)$$

$$|f(\nu)|^2 = |h(\nu)|^2\, \gamma_B(\nu)$$

on en déduit

$$\rho_R \leq \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|s(\nu)|^2}{\gamma_B(\nu)}\, d\nu$$

Si le bruit d'entrée est blanc, sa densité spectrale $\gamma_B(\nu)$ est constante dans la bande de fréquence du signal S(t), et s'écrit

$$\gamma_B(\nu) = \gamma_0$$

Le rapport signal sur bruit devient

$$\rho_R \leq \frac{\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty} |s(\nu)|^2 \, d\nu}{\gamma_0}$$

Le filtre adapté est celui dont la réponse percussionnelle rend le rapport ρ_R maximal, c'est à dire qu'il y a égalité des deux membres dans la relation de Schwarz ce qui implique:

$$f(\nu) = K\, g^*(\nu)$$

K étant une constante arbitraire .
On en déduit:

$$h(\nu) = K\, e^{2i\pi\nu t_c}\, S^*(\nu)$$

Ou encore

$$H(t) = k\, S(t_o - t)$$

Il est à noter que le filtre adapté modifie la forme du signal.

1.3 AMELIORATION DU RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT [5]

Définissons le rapport signal sur bruit à l'entrée comme le rapport de la puissance moyenne du signal S(t) durant son existence à la puissance moyenne de bruit comprise dans la bande de fréquence du signal (de largeur B)

$$\rho_E = \frac{\frac{1}{T}\int_0^T s^2(t)\, dt}{\gamma_c\, B}$$

Le théorème de Parseval nous donne la relation

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S^2(t)\, dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |s(\nu)|^2\, d\nu$$

Mais le signal S(t) est défini pendant l'intervalle de temps $\{0,T\}$ et est nul à l'extérieur de cet intervalle

$$\int_{0}^{T} S^2(t)\, dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |s(\nu)|^2\, d\nu$$

donc

$$\rho_E = \frac{1}{B\,T}\,\rho_R$$

L'amélioration du rapport signal sur bruit est donc représenté par un facteur égal au produit durée-bande du signal

1.4 FILTRAGE ADAPTE A N CANAUX

On dispose d'une entrée où peuvent être présents n signaux $S_j(t)$ et n éléments de filtres $H_j(t)$ avec

$$H_j(t) = k\, S_j(t_o - t)$$

Afin de détecter la présence du signal $S_i(t)$, il faut le traiter par une batterie de filtres. On arrive ainsi à la conception du filtre adapté à n canaux dont on observe les n canaux de sortie

Pour un signal S_j donné, la sortie du canal de réponse percussionnelle $S_j(t_o - t)$ a la réponse maximale

La comparaison de toutes les sorties permet de déterminer le type de signal reçu.

La réalisation d'un filtre adapté à canaux multiples se fait en optique sans difficulté à l'aide d'un seul modulateur, compte tenu du choix des signaux et des propriétés de la diffraction que nous allons rappeler.

1.5 DIFFRACTION DE FRESNEL [7] [8]

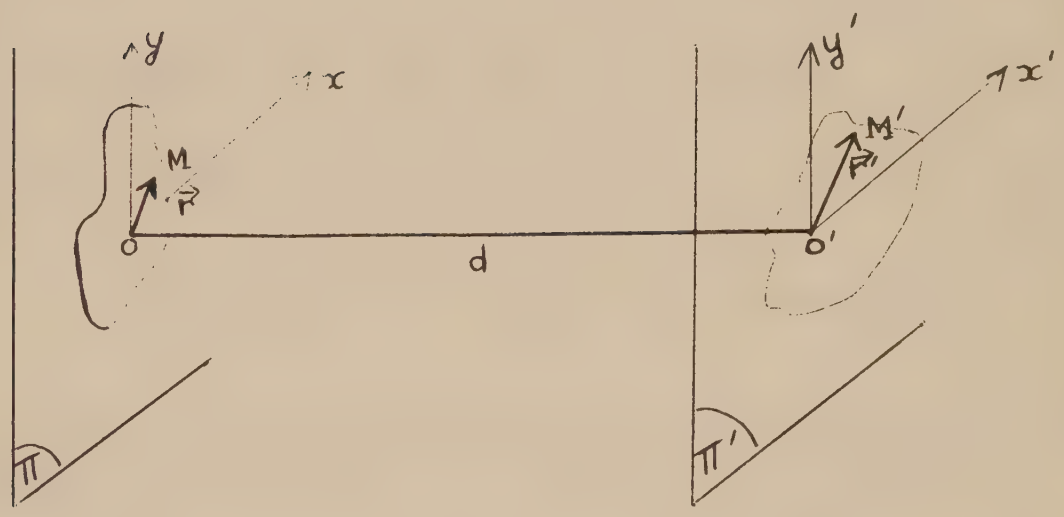
Le premier exposé concernant les phénomènes de diffraction a été fait par Grimaldi et fut publié en 1665. Dès lors de grands noms tels que Huygens, Fresnel, Kirchoff, Gauss entre autres, se sont illustrés dans la théorie de la diffraction. Cependant ce n'est qu'à la fin du siécle dernier que Sommerfeld a défini convenablement la diffraction comme étant "toute déviation des rayons lumineux de leur trajet rectiligne qui ne peut s'expliquer ni par une réflexion ni par une réfraction."

La théorie de la diffraction est actuellement trés développée et ne s'applique pas seulement à la lumière mais aussi à d'autres domaines tels que les ondes accoustiques ou les ondes radioélectriques. Cependant l'optique n'utilise pratiquement que deux cas particuliers de la diffraction:

- la diffraction de Fraunhofer, c'est à dire phénomènes de diffraction observés à une distance infinie de l'écran qui crée la diffraction
- la diffraction de Fresnel, lorsque l'observation se fait à une distance finie en se plaçant sous certaines

conditions dites conditions de Gauss-Fresnel c'est à dire près de l'axe optique (modèle scalaire paraxial) C'est ce deuxième type de diffraction qui va être explicité

Un faisceau de lumière monochromatique de longueur d'onde λ et d'amplitude complexe $\phi(\vec{r})$ éclaire un écran de transparence $f(\vec{r})$ dans un plan π. A une distance d de ce plan est placé un plan π' qui permet l'observation de l'amplitude complexe $\phi'(\vec{r}')$ en chaque point de ce plan.



Le principe de Huygens-Fresnel permet d'établir la relation

$$\phi'(\vec{r}') = \int_{(\pi)} h(\vec{r},\vec{r}')\ \phi(\vec{r})\ f(\vec{r})\ d\vec{r}$$

où $h(\vec{r},\vec{r}')$ est une fonction de pondération

appelée encore réponse percussionnelle de l'espace libre de propagation

$$h(\vec{r},\vec{r}') = -\frac{1}{i\lambda}\,\frac{\exp\{-i\,k\,|\vec{MM'}|\}}{|\vec{MM'}|}\,.\,\cos(\vec{OO'},\vec{MM'})$$

La condition de Gauss-Fresnel impose que les longueurs OM et OM' soient petites devant la distance d.

dans ce cas:

$$\cos(\vec{OO'},\vec{MM'}) \simeq 1$$

De plus la distance $|\vec{MM'}|$ ayant pour valeur

$$|\vec{MM'}| = \sqrt{d^2 + (x-x')^2 + (y-y')^2}$$

s'écrit alors

$$|\vec{MM'}| \simeq d\left(1 + \frac{1}{2d^2}\left[(x-x')^2 + (y-y')^2\right]\right)$$

L'approximation du développement de la racine carrée au deuxième terme découle de l'approximation de Fresnel cependant, vis à vis du dénominateur, la valeur de la distance MM' ne diffère que peu sensiblement de d

La fonction de pondération, compte tenu de ces approximation, devient:

$$h(\vec{r},\vec{r}') = -\frac{e^{-ikd}}{i\lambda d}\,\exp\left\{-i\,\frac{k}{2d}\,(\vec{r}-\vec{r}')^2\right\}$$

Lorsque l'éclairement est effectué par une onde monochromatique d'amplitude complexe $\phi(\vec{r}) = A$, $\phi'(\vec{r}')$ peut alors s'écrire sous la forme d'un produit de convolution spatial

$$\phi'(\vec{r}') = A \left(f(\vec{r}) * \frac{-e^{-ikd}}{i\lambda d} . e^{-i\pi \frac{\vec{r}^2}{\lambda d}} \right)_{(\vec{r}')}$$

Expérimentalement, ce n'est pas l'amplitude complexe mais l'intensité I de la répartition lumineuse qui est observable. Cette intensité est proportionnelle à $|\phi|^2$, le terme de phase exp(ikd) dépendant de la position du plan Π' par rapport au plan Π disparait donc et

$$|\phi'(\vec{r}')|^2 = \left| \frac{-A}{i\lambda d} \left(f(\vec{r}) * e^{i\pi \frac{\vec{r}^2}{\lambda d}} \right)_{(\vec{r}')} \right|^2$$

c'est grâce à cette écriture que la diffraction entre deux plans parallèles peut être considérée comme un filtre linéaire spatial de réponse percussionnelle

$$H(\vec{r}) = \frac{-1}{i\lambda d} e^{-i\pi \frac{\vec{r}^2}{\lambda d}}$$

1.6 FILTRAGE ADAPTE OPTIQUE [8][9][10]

Le filtre adapté à un signal S(t) a été défini précédemment comme étant un filtre linéaire de réponse percussionnelle

$$H(t) = S^*(-t)$$

Au lieu de chercher le filtre adapté à un signal donné, prenons le problème à l'envers. Ayant un filtre linéaire $H(\vec{r})$;quel signal $f(\vec{r})$ faut-il lui adapter ? L'équation précédente impose immédiatement la solution:

$$f(\vec{r}) = H^*(-\vec{r})$$

Dans le cas de la diffraction plane c'est une fonction sinusoïdale modulée linéairement en fréquence.

$$f(\vec{r}) = a\, e^{+i\pi b \vec{r}^2}$$

a et b étant deux paramètres qu'il faudra déterminer.

Il reste donc à résoudre un problème d'imagerie: comment transformer un signal électrique temporel S(t) en un signal optique spatial $f(\vec{r})$? Le système utilisé est un modulateur à ultra sons qui convertit le signal S(t) en une onde progressive modulant ponctuellement l'indice de réfraction du milieu de propagation . C'est cet élément qui va imposer les caractéristiques aussi bien de l'étude théorique que du montage expérimental.

Remarque.

Tout phénoméne lumineux ne peut être mesuré que par son intensité et non par son amplitude. Le fait d'observer l'intensité enléve la propriété de linéarité de la diffraction. En effet si I_1 et I_2 sont les intensités respectives

de deux ondes lumineuses d'amplitude ϕ_1 et ϕ_2, l'intensité résultante I vaut:

$$I = |\phi_1 + \phi_2|^2$$

$$I = |\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 + 2\,\mathrm{Re}\{\phi_1 \phi_2^*\}$$

ou encore

$$I = I_1 + I_2 + \gamma_{12}$$

Le terme γ_{12} représentant l'interaction des amplitudes ϕ_1 et ϕ_2

Ce problème se retrouve aussi bien lorsque ϕ_1 et ϕ_2 sont des fonctions déterministes que lorsque l'une des deux amplitudes est une fonction aléatoire

Dans tout ce qui suit nous considèrerons le phénomène de diffraction à distance finie comme un filtre adapté optique. Nous étudierons dans la partie théorique quelles conséquences entraine l'observation de l'intensité lumineuse au lieu de l'amplitude.

2. ETUDE THEORIQUE

2.1 FONCTIONNEMENT DU MODULATEUR A ULTRA SONS [11] à [15], [20]

Les phénomènes de diffraction de la lumière par les ondes acoustiques ont été mis en évidence par Brillouin [11] et étudiés par de nombreux physiciens, notamment Debye et Sears, Lucas et Biquart, Raman et Nath [12] à [14]

Pendant très longtemps les modulateurs à ultra sons ont été utilisés comme appareils de déflection non mécanique dans les systèmes d'adressage de faisceaux lumineux c'est le cas de certain types de corrélateurs optiques. [16] à [19] Leur utilisation dans les problèmes de convergence spatiale a été peu développée compte tenu des plages de fréquence de fonctionnement de ces appareils.

Le modulateur à ultra sons, ou cuve à ultra-sons, que nous utilisons, est constitué d'un transducteur piezoélectrique accollé à l'extrémité d'un barreau de silice fondue [20]. Pour éviter les ondes de réflexion, l'autre extrémité est taillée en biseau (fig 2.1) : Si un signal S(t) est appliqué au transducteur, il se crée dans le barreau une onde acoustique qui se propage à la vitesse V en produisant ponctuellement des variations de pression. A ces variations de pression correspondent des variations de la constante diélectrique du barreau de silice fondue

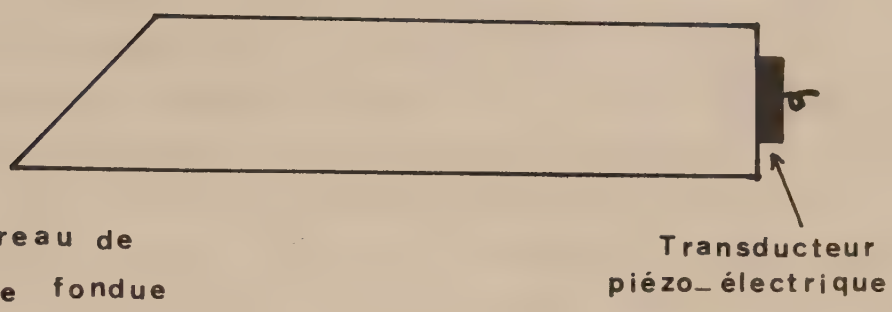


Fig. 2.1

Modulateur optique.

Vue de coté

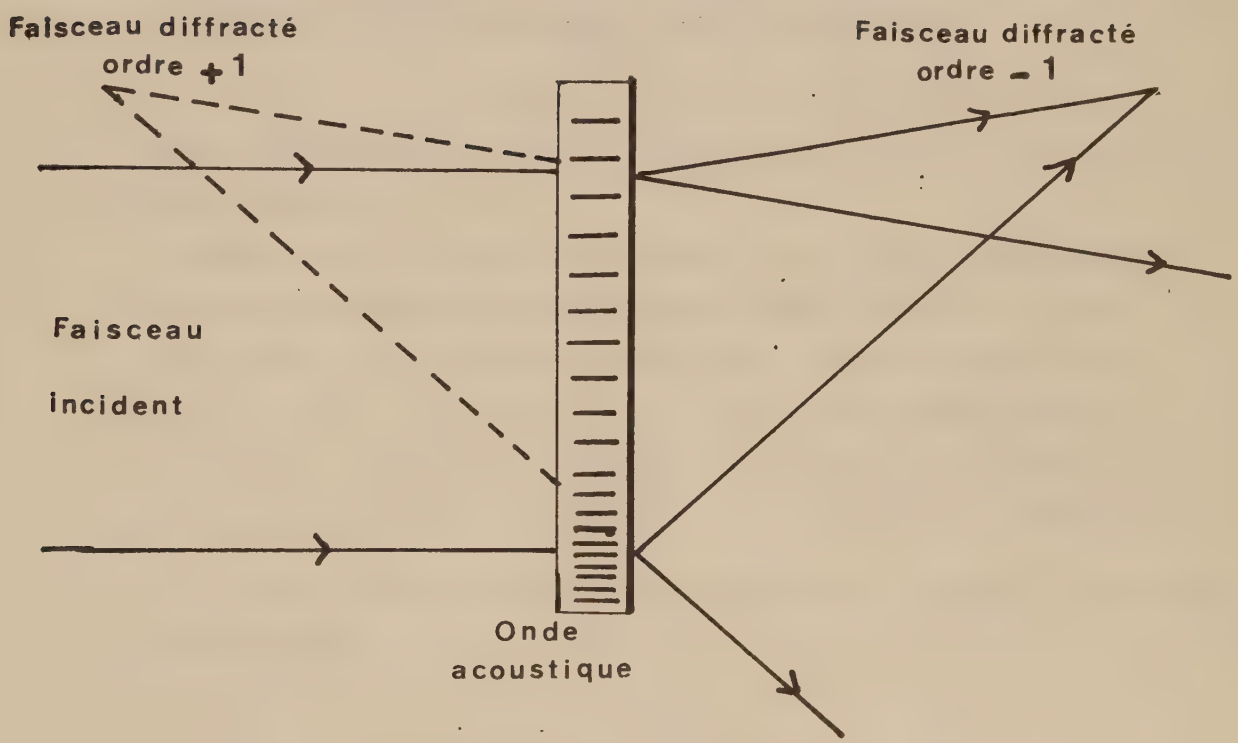


Fig. 2.2

Modulateur optique.

Vue de dessus

et par conséquence des variations de l'indice de réfraction n du barreau (l'indice de réfraction étant égal à la racine carrée de la constante diélectrique). Toutes les variations précédentes sont trés faibles et correspondent à des phénomènes linéaires. Par conséquent, la variation de l'indice δn est proportionnelle au signal U(t), à un retard temporel près, dû à la propagation des ultra-sons. L'indice de réfraction en un point situé à une distance x du transducteur subit une variation:

$$\delta n\ (x,t) = \alpha\ S\left(t - \frac{x}{v}\right)$$

α étant un facteur de proportionnalité
l'indice de réfraction en ce point devient:

$$n\ (x,t) = n_c + \delta n\ (x,t)$$

n_o est l'indice du barreau lorsqu'il n'y a pas d'ondes ultra soniques.

Ainsi que l'indique la figure 2.2, considérons que les ondes ultra sonores sont des ondes planes et que l'épaisseur e du barreau est faible (approximation de Raman et Nath). Dans ce cas l'indice de réfraction du barreau est constant pendant le passage d'un photon qui le traverse perpendiculairement au sens de propagation des ultra-sons

Le temps de traversée d'un photon en un point d'abscisse x est alors:

$$\tau(x,t) = \frac{e}{c} \cdot n(x,t)$$

A ce retard correspond un déphasage de l'onde lumineuse:

$$\varphi(x,t) = \frac{2\pi e}{\lambda}\,\tau(x,t) = \varphi_0 + \delta\varphi(x,t)$$

Avec $$\varphi_0 = \frac{2\pi e}{\lambda}\,n_0$$

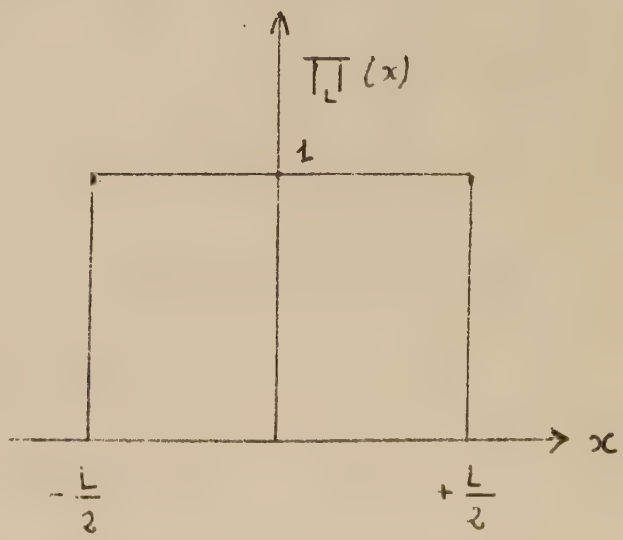
et $$\delta\varphi(x,t) = \frac{2\pi e}{\lambda}\,\delta n(x,t)$$

λ = longueur d'onde dans le vide

φ_0 est le déphasage dû à l'épaisseur du barreau lorsqu'il n'y a pas d'onde ultra sonore. Ce terme est constant le long du barreau et donc peut être négligé. En tenant compte de la limitation due à la longueur du barreau, la fonction de transfert du modulateur devient:

$$f(x,t) = \overline{\Big|}_{L}(x)\; e^{-i\,\delta\varphi(x,t)}$$

La fonction $\overline{\Big|}_{L}(x)$ est définie par le graphe ci-contre



Si φ_m est la valeur maximale du déphasage dû aux ondes ultra-sonores, on a en faisant coïncider l'origine des distances avec le milieu du barreau

$$f(x,t) = \Pi_L(x)\, e^{-i\varphi_m S(t-\frac{x}{v})}$$

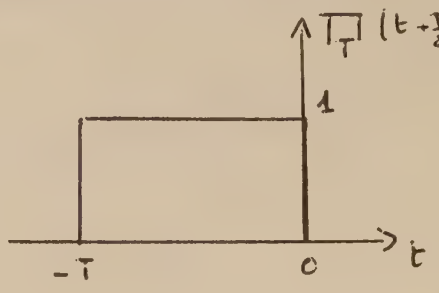
Cette fonction de transfert ne tient pas compte de la hauteur du barreau (axe oy) car ce paramètre n'intervient pas dans le calcul de la fonction de corrélation du signal S(t). Pour négliger ce paramètre l'observation se fera non en un point de l'espace mais selon une droite parallèle à l'axe oy.

2.2 THEORIE DE LA CONVERGENCE SPATIALE [10], [22] à [26]

2.2.1 Caractéristique du signal d'émission

Pour que la diffraction de la lumière soit un filtre adapté, le signal d'émission doitêtre une fonction sinusoïdale modulée linéairement en fréquence et s'écrit alors

$$S(t) = \Pi_T(t+\tfrac{T}{2}) \sin\left[2\pi\left(\nu t + \frac{\Delta\nu}{2T}t^2\right) + \phi\right]$$



T = durée du signal
L'origine des temps est prise à la fin de réception du signal
$\Pi_T(t)$= fonction traduisant la limitation temporelle
ϕ = déphasage aléatoire par rapport à l'origine des temps
ν = fréquence porteuse de vobulation
$\Delta\nu$ = excursion de fréquence

La fréquence instantanée est

$$\nu_{inst} = \nu + \frac{\Delta\nu}{T} t$$

c'est à dire

$$\nu - \Delta\nu \leq \nu_{inst} \leq \nu$$

La valeur de T qui sera utilisée est égale au temps de propagation dans le modulateur et vérifie ainsi la relation

$$L = V T$$

2.2.2. Transparence complexe du modulateur

La fonction de transfert optique du modulateur, ou transparence complexe, a été définie au § 2.1.:

$$f(x,t) = \overline{T_L i}(x)\, e^{-i\varphi_m S(t-\frac{x}{v})}$$

remplaçons $S(t-\frac{x}{v})$ par l'expression déterminée à l'alinéa 2.2.1.

$$\underline{f}(x,t) = \Pi_L(x)\; e^{-i\varphi_m \Pi_T(t) \sin\left[2\pi\left(\upsilon t + \frac{D\upsilon}{2T}t^2\right) + \phi\right]}$$

La fonction exponentielle se développe sous la forme d'une série de fonctions de Bessel:

$$e^{ja\sin x} = \sum_{q=-\infty}^{+\infty} J_q(a)\; e^{iqx}$$

$J_q(x)$ étant la fonction de Bessel d'ordre q telle que:

$$J_{-q}(x) = (-1)^q\; J_q(x)$$

la fonction de transfert du modulateur devient:

$$\underline{f}(x,t) = \Pi_L(x) \sum_{q=-\infty}^{+\infty} J_q\left(\varphi_m \Pi_T\left(t - \frac{x}{v}\right)\right) e^{jq\left[2\pi\left(\upsilon t + \frac{D\upsilon}{2T}t^2\right) + \phi\right]}$$

toutes les fonctions de Bessel sont nulles à l'origine sauf la fonction $J_0(x)$ qui est égale à l'unité.

$$J_q(0) = \delta_{0q}$$

compte tenu de cette remarque:

$$\varphi(x,t) = \Pi_L(x)\left[J_0(\varphi_m \Pi_T(t-\tfrac{x}{v})) + \Pi_T(t-\tfrac{x}{v}) \sum_{q\neq 0} J_q(\varphi_m) e^{iq[2\pi\nu t + \frac{\Delta\varphi}{2\pi}]} \right.$$

Considérons le fait que φ_m est trés petit (de l'ordre de 2.10^{-2} radian). Toutes les fonctions de Bessel d'ordre q telles que $|q| > 1$ sont négligeables devant J_{+1} et J_{-1} .

$$J_{+1}(\varphi_m) = J_{-1}(\varphi_m) \simeq \varphi_m/2$$

de plus $J_0(\varphi_m)$ ne subit qu'une variation infiniment petite par rapport à sa valeur à l'origine,et est indépendant du signal émis. Ce terme représente l'amplitude de la lumière non diffractée par la cuve, il est donc sans interêt dans la fonction de transfert

$$\varphi(x,t) = \frac{\varphi_m}{2} \Pi_L(x) \Pi_T(t-\tfrac{x}{v}) \sum_{q=\pm 1} e^{iq[2\pi(\nu t + \frac{\Delta\nu}{2\tau}t^2) + \phi]}$$

Le calcul que nous venons de faire est valable aussi bien pour un signal déterministe S(t) que pour un signal aléatoire B(t) .

2.2.3. Cas d'un seul signal M.L.F.

2.2.3.1. Convergence spatiale

L'éclairement du modulateur optique est fait par un

faisceau parallèle uniforme de lumière quasi monochromatique et spatialement cohérente. L'amplitude complexe de l'éclairement est alors

$$\phi(x) = \phi_0$$

L'amplitude complexe de l'éclairement dans le plan Π' situé à une distance d du modulateur sera notée $\phi'_d(x',t)$ telle que

$$\phi'_d(x',t) = \frac{\phi_0}{i\lambda d} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,t)\, e^{i\frac{\pi}{\lambda d}(x'-x)^2}\, dx$$

L'intensité lumineuse en ce point est

$$I'_d(x',t) = \left| \frac{\phi_0}{i\lambda d} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,t)\, e^{i\frac{\pi}{\lambda d}(x'-x)^2}\, dx \right|^2$$

en explicitant la fonction f(x,t), l'expression précédente s'écrit.

$$I'_d(x',t) = \left| A\left(I'_{d1}(x',t) + I'_{d2}(x',t)\right) \right|^2$$

avec

$$A = \frac{\phi_0 \varphi_m}{2 i \lambda d}$$

$$I'_{d_1}(x',t) = \frac{\Pi}{T}\left(t+\frac{T}{2}\right) \int_{-\frac{VT}{2}}^{V\left(t+\frac{T}{2}\right)} e^{2i\pi q\left(v\left(t-\frac{x}{v}\right)+\frac{\Delta v}{2T}\left(t-\frac{x}{v}\right)^2\right)} e^{i\frac{\pi}{\lambda d}(x'-x)^2} dx$$

$$I'_{d_2}(x',t) = \frac{\Pi}{T}\left(t-\frac{T}{2}\right) \int_{V\left(t-\frac{T}{2}\right)}^{\frac{VT}{2}} e^{2i\pi q\left(v\left(t-\frac{x}{v}\right)+\frac{\Delta v}{2T}\left(t-\frac{x}{v}\right)^2\right)} e^{i\frac{\pi}{\lambda d}(x'-x)^2} dx$$

Pour que les deux intensités I'_{d1} et I'_{d2} représentent des fonctions de corrélation, l'observation de l'intensité lumineuse doit se faire aux points de coordonnées d et x' définis par la relation:

$$d = -q\frac{TV^2}{\lambda \Delta v}$$

$$x' = -\frac{vTV}{\Delta v}$$

La valeur q = -1 correspond à une lentille convergente

équivalente alors que la valeur q= +1 correspond à une lentille divergente équivalente,ainsi que le montre la figure 2.2

L'intensité lumineuse en ces deux points est égale au carré de la fonction d'auto-corrélation d'un signal M.L.F. dont la fréquence centrale sera notée ν_0 et la largeur de bande $\Delta\nu_0$

Calculons l'expression $I'_{d1}(x',t)$ en remplaçant x' et d par leurs valeurs déterminées précédemment

$$I'_{dx'1}(t) = \left| \overline{\Pi_\tau}(t) \int_{-\frac{V\tau}{2}}^{V(t+\frac{\tau}{2})} e^{2i\pi\left[\nu(t-\frac{x}{V}) + \frac{\Delta\nu}{2\tau}(t-\frac{x}{V})^2\right]} e^{-2i\pi\left(\nu_0\frac{x}{V} + \frac{\Delta\nu_0}{2\tau}\frac{x^2}{V^2}\right)} dx \right|^2$$

Soit le changement de variable

$$\tau = \frac{x}{V}$$

$$I'_{dx'1}(t) = \left| \overline{\Pi_\tau}(t)\beta_1 \int_{-\frac{\tau}{2}}^{t+\frac{\tau}{2}} V\, e^{2i\pi\left[\left(\nu\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{\tau}t\right)\tau + \frac{\Delta\nu\cdot\Delta\nu_0}{2\tau}\tau^2\right]} d\tau \right|^2$$

avec

$$\beta_1 = e^{2i\pi\left(\nu t + \frac{\Delta\nu}{2\tau}t^2\right) - \frac{\nu_0^2\tau 2\pi + \phi}{\Delta\nu}}$$

tel que

$$\left|\beta_1\right| = 1$$

-a- Considérons le cas où les deux largeurs de bandes de fréquences sont égales

$$\Delta\nu = \Delta\nu_0$$

alors

$$I'_{dx'_1}(t) = \left| \sqcap_{T}\left(t-\tfrac{T}{2}\right) V \cdot \frac{\sin \pi\left(\nu-\nu_0-\frac{\Delta\nu}{T}t\right)(t+T)}{\pi\left(\nu-\nu_0-\frac{\Delta\nu}{T}t\right)} \right|^2$$

De la même façon les calculs donnent:

$$I'_{dx'_2}(t) = \left| \sqcap_{T}\left(t+\tfrac{T}{2}\right) V \cdot \frac{\sin \pi\left(\nu-\nu_0-\frac{\Delta\nu}{T}t\right)(t-T)}{\pi\left(\nu-\nu_0-\frac{\Delta\nu}{T}t\right)} \right|^2$$

c'est à dire:

$$I'_d(x',t) = A\,\nu^2 \left| \sqcap_{2T}(t) \cdot \frac{\sin \pi\left(\nu-\nu_0-\frac{\Delta\nu}{2T}t\right)(T-|t|)}{\pi\left(\nu-\nu_0-\frac{\Delta\nu}{T}t\right)} \right|^2$$

-b- Si les largeurs de bandes sont différentes

$$\Delta\nu \neq \Delta\nu_0$$

il faut, pour calculer $I'_{d1}(x',t)$, utiliser les fonctions dites "intégrales de Fresnel" définies par

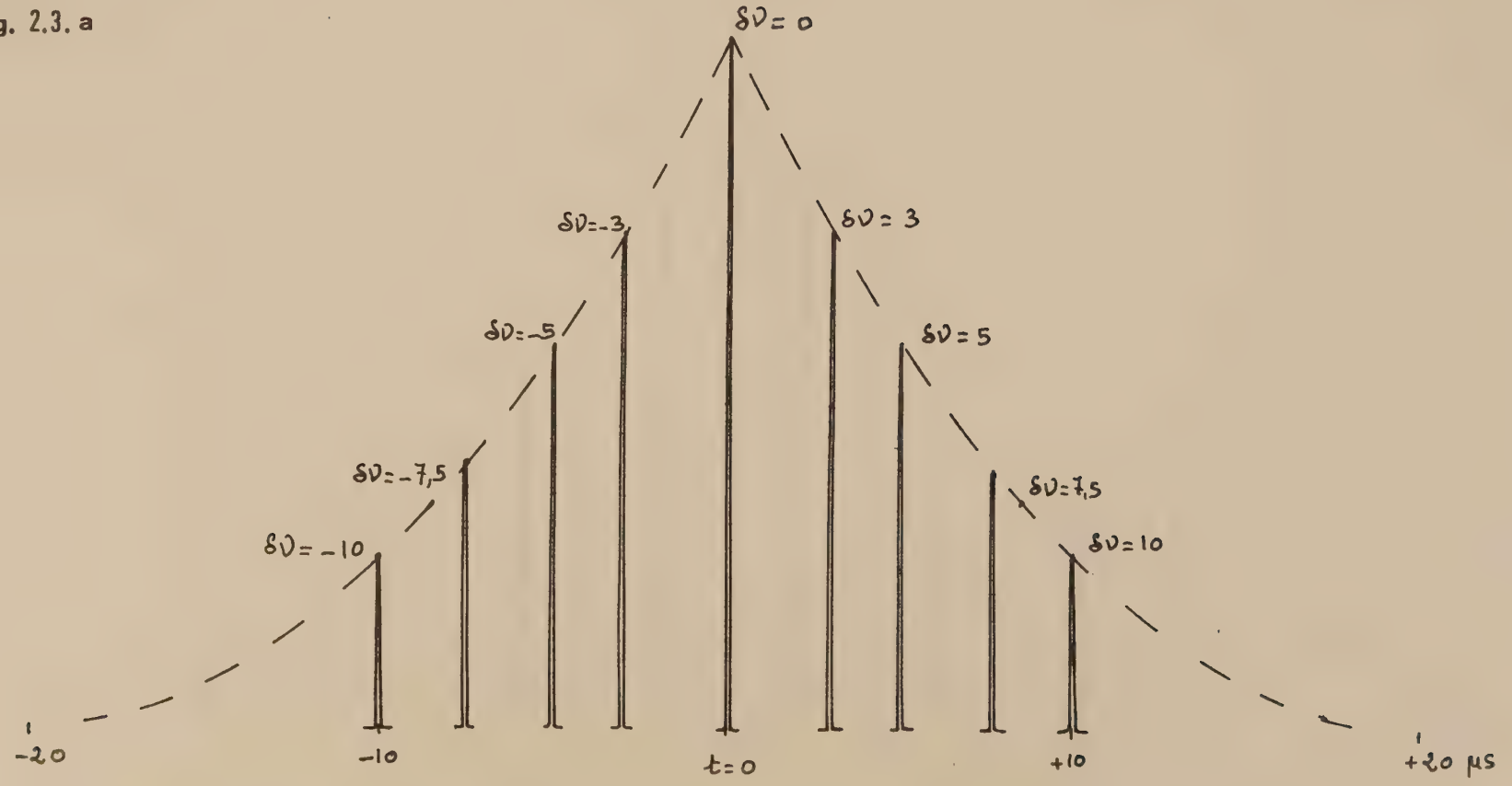
Evolution de l'intensité lumineuse

I_0 = Intensité à t = 0
lorsque $\delta\nu = 0$

$\Delta\nu = \Delta\nu_0 = 20$ MHz

$\delta\nu = \nu - \nu_0$ en MHz

Fig. 2.3.a



Evolution de l'intensité lumineuse

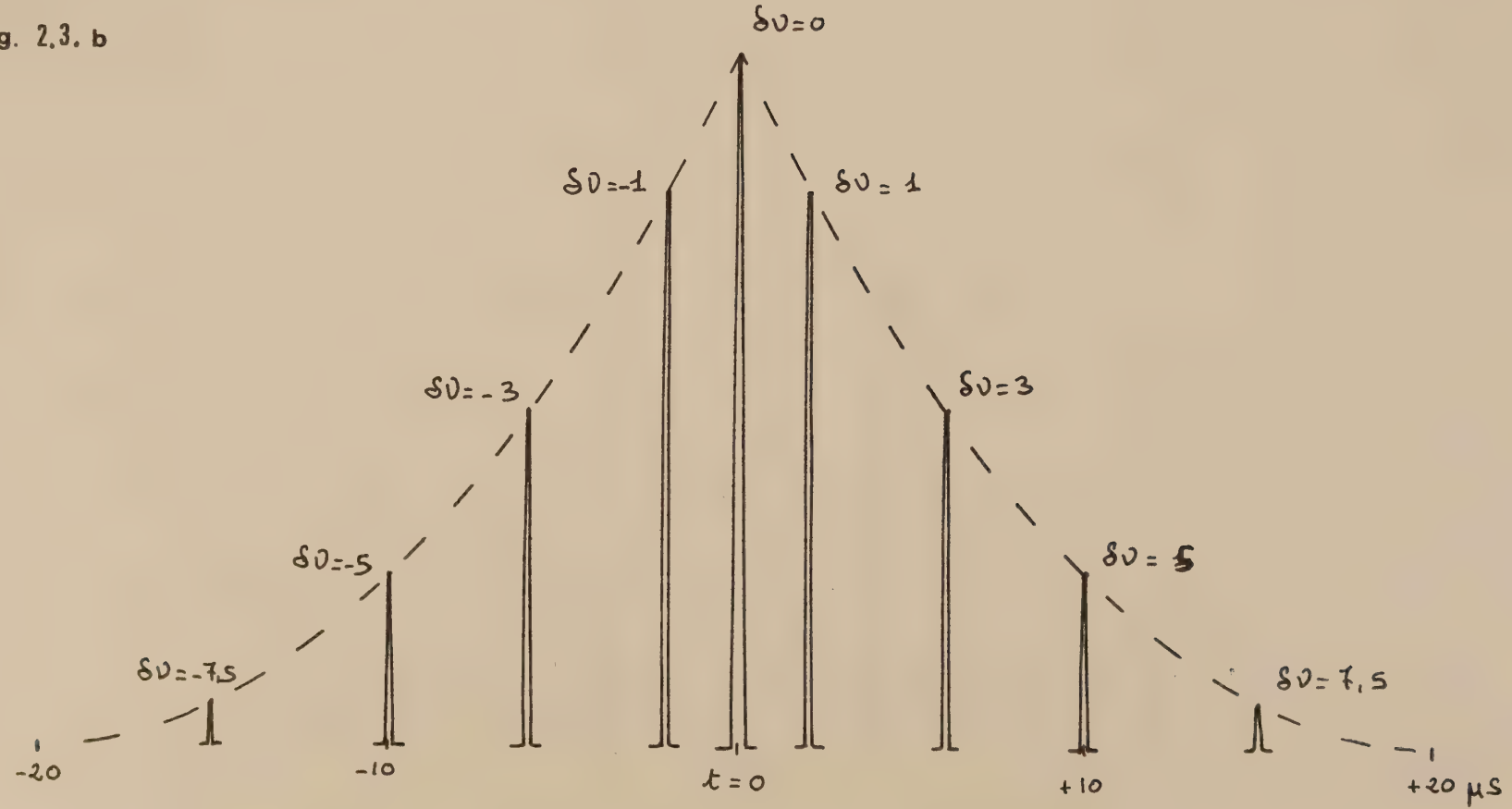
$\frac{I}{I_o}$

I_o = intensité à t=0
lorsque $\delta\nu=0$

$\Delta\nu = \Delta\nu_o = 10$ MHz

$\delta\nu = \nu - \nu_o$ en MHz

Fig. 2.3. b



Evolution de l'intensité lumineuse

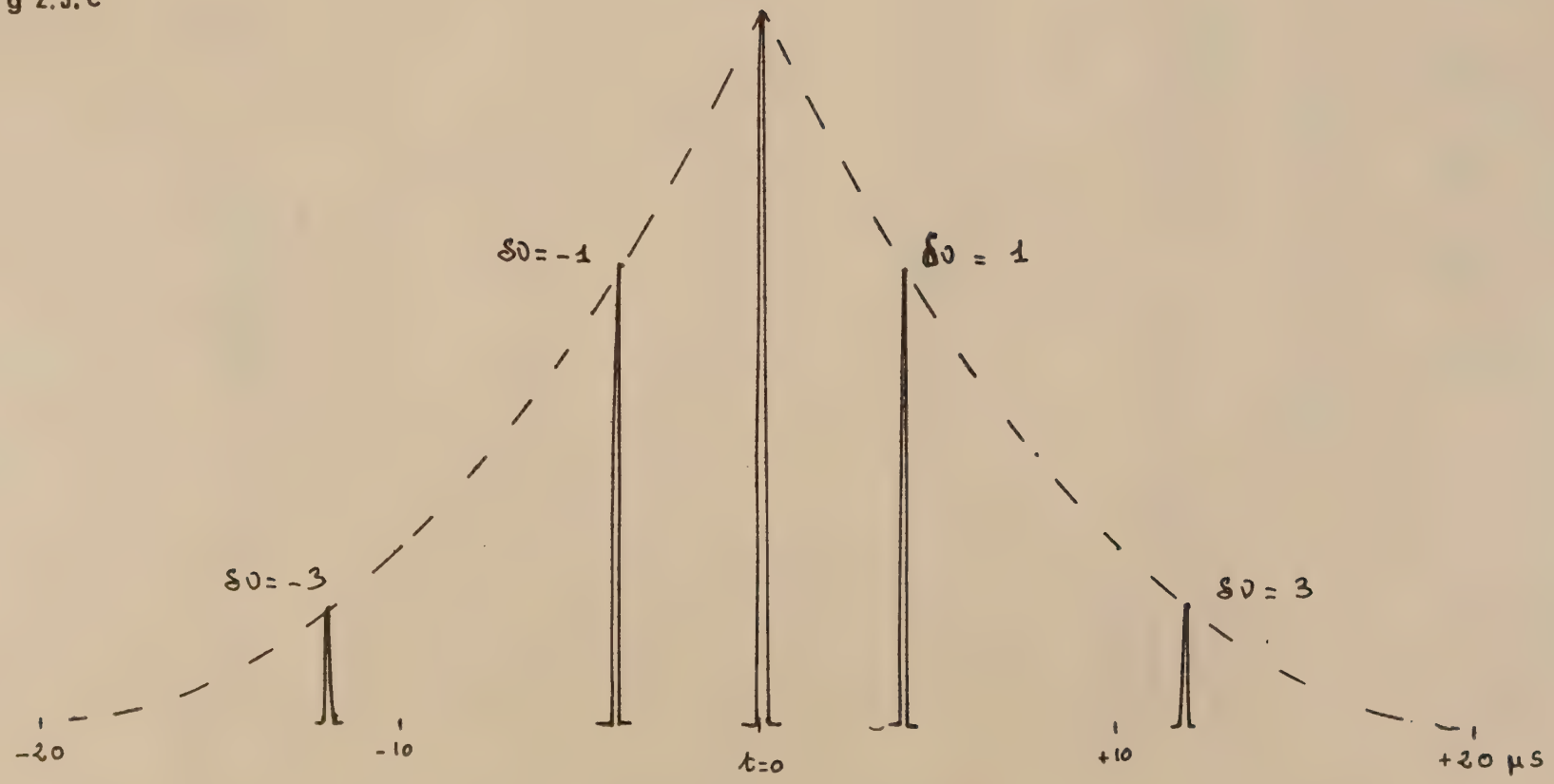
$\frac{I}{I_0}$

I_0 = intensité à t=0
lorsque $\delta\nu=0$

$\Delta\nu = \Delta\nu_0 = 5\ MHz$

$\delta\nu = \nu - \nu_0$ en MHz

Fig 2.3.c



$$C(x) = \int_0^x \cos \frac{\pi t^2}{2} \, dt$$

$$S(x) = \int_0^x \sin \frac{\pi t^2}{2} \, dt$$

ainsi s'impose le changement de variable

$$\tau = \frac{x}{v} \sqrt{\frac{2|\Delta\nu - \Delta\nu_c|}{T}} + 2\left(\nu - \nu_0 - \frac{\Delta\nu}{T} t\right) \sqrt{\frac{T}{2|\Delta\nu - \Delta\nu_0|}}$$

la valeur de l'intensité lumineuse est:

$$I'_{d_1}(x', t) = \left| T \right| \left(t + \frac{T}{2}\right) \frac{v^2 T}{2|\Delta\nu - \Delta\nu_0|} \left[\left(C(\xi_b) - C(\xi_a) \right)^2 + \left(S(\xi_b) - S(\xi_a) \right)^2 \right] .$$

avec

$$\xi_x(t) = -\frac{T}{2} \sqrt{\frac{2|\Delta\nu - \Delta\nu_c|}{T}} + 2\left(\nu - \nu_0 - \frac{\Delta\nu}{T} t\right) \sqrt{\frac{T}{2|\Delta\nu - \Delta\nu_0|}}$$

et $\xi_b(t) = \left(t + \frac{T}{2}\right)\sqrt{\frac{2\,|\Delta v - \Delta v_c|}{T}} + 2\left(v - v_c - \frac{\Delta v}{T}t\right)\sqrt{\frac{T}{2\,|\Delta v - \Delta v_c|}}$

$$I'_{d2}(x',t) = \sqrt{\frac{}{T}}\left(t - \frac{T}{2}\right)\frac{V^2 T}{2\,|\Delta v \cdot \Delta v_c|}\left[\left(\mathcal{C}(\xi_{b'}(t)) - \mathcal{C}(\xi_{a'}(t))\right)^2 + \left(\mathcal{S}(\xi_{b'}(t)) - \mathcal{S}(\xi_{a'}(t))\right)^2\right]$$

avec

$$\xi_{a'}(t) = \left(t - \frac{T}{2}\right)\sqrt{\frac{2\,|\Delta v - \Delta v_c|}{T}} + 2\left(v - v_c - \frac{\Delta v}{T}t\right)\sqrt{\frac{T}{2\,|\Delta v - \Delta v_c|}}$$

et

$$\xi_{b'}(t) = \frac{T}{2}\sqrt{\frac{2\,|\Delta v - \Delta v_c|}{T}} + 2\left(v - v_c - \frac{\Delta v}{T}t\right)\sqrt{\frac{T}{2\,|\Delta v - \Delta v_c|}}$$

la famille de courbes de la figure 2.3 montre l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse en fonction des paramètres $\nu - \nu_c$, $\Delta\nu$ et $\Delta\nu - \Delta\nu_c$
Pour pouvoir vérifier que cette solution a comme limite, lorsque $\Delta\nu$ tends vers $\Delta\nu_c$, le résultat calculé précédemment, il suffit d'utiliser les propriétés suivantes

$$\lim_{x \to +\infty} \quad C(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi x} \sin \frac{\pi}{2} x^2 + \theta\left(\frac{1}{x^2}\right)$$

et

$$\lim_{x \to +\infty} \quad S(x) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi x} \cos \frac{\pi}{2} x^2 + \theta\left(\frac{1}{x^2}\right)$$

car lorsque $\Delta\nu \longrightarrow \Delta\nu_c$

$$\xi_a \longrightarrow +\infty \qquad \xi_{a'} \longrightarrow +\infty$$

$$\xi_b \longrightarrow +\infty \qquad \xi_{b'} \longrightarrow +\infty$$

les calculs de limite vérifient les résultats précédents
De plus il est à noter que lorsque

$$\nu = \nu_c \qquad \text{et} \qquad \Delta\nu = \Delta\nu_c$$

le point d'observation est alors situé au foyer de la lentille convergente simulée par le signal M.L.F. lorsque celui-ci est en entier dans la cuve. En conséquence l'intensité de la lumière diffractée est maximale à cet instant là Cette remarque est très importante pour

déterminer le pouvoir de résolution du filtre optique.

2.2.3.2 Pouvoir de résolution

Soit deux signaux S et S_o modulés linéairement en fréquence et de même amplitude. S_o est le signal adapté au filtre optique, ses paramètres ν_o et $\Delta\nu_o$ correspondant alors au point d'observation de l'intensité lumineuse.

Si le maximum de l'intensité lumineuse diffractée par S est égale à la moitié de celui de S_o, les variations des paramètres ν et $\Delta\nu$ permettant de passer de S_o à S déterminent alors le pouvoir de résolution du filtre optique.

-a- Supposons que S et S_o aient la même largeur de bande de modulation

$$\Delta\nu = \Delta\nu_o$$

Pour une fréquence ν donnée le maximum de l'intensité lumineuse diffractée est situé sur une courbe d'équation

$$I_{max} = \overline{\Gamma_{2T}}(t) \alpha \left(|t| - T\right)^2$$

Cette courbe est maximale pour t = 0, ce qui est le cas pour le signal S_o

Le pouvoir de résolution impose que le maximum de S vérifie la relation:

$$\left(|t| - T\right)^2 \leq \frac{T^2}{2}$$

C'est à dire

$$t = \pm T \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right)$$

Mais le maximum du signal S à lieu à l'instant

$$t = \frac{\nu - \nu_c}{\Delta \nu_c} T$$

Donc le pouvoir de résolution vis à vis de la fréquence porteuse est:

$$\delta \nu = (2 - \sqrt{2}) \Delta \nu_0$$

-b- Supposons maintenant que S et S_o aient des largeurs de bande de modulation différentes

$$\Delta \nu \neq \Delta \nu_c$$

mais qu'ils aient la même fréquence porteuse

$$\nu = \nu_c$$

Nous avons remarqué (2.2.3.1) que le maximum de l'intensité lumineuse est obtenu pour $\Delta \nu = \Delta \nu_c$ et qu'il est proportionnel à T^2. Il faut alors déterminer en fonction de $\Delta \nu_o$ pour quelle valeur de $\Delta \nu - \Delta \nu_c$ le maximum de l'intensité lumineuse diffractée est divisé par deux.

Pour mener à bien ce calcul il faut d'une part utiliser les propriétés des fonctions de Fresnel

$$C(-x) = -C(x)$$

$$S(-x) = -S(x)$$

d'autre part constater que la valeur de l'intensité lumineuse en fonction du temps est symétrique par rapport à l'axe $t = 0$. Or l'intensité n'admettant qu'un maximum, celui-ci a lieu à $t = 0$

A cet instant là:

$$\xi_a = -\xi_b = -\xi'_a = \xi_{b'} = x$$

Avec

$$x = \sqrt{\frac{T \left| \Delta\nu - \Delta\nu_c \right|}{2}}$$

et l'équation déterminant le pouvoir de résolution est:

$$\frac{x^2}{2} = C^2(x) + S^2(x)$$

La résolution de cette équation a été faite par méthode graphique fig(2.4) et donne

$$x = 1,2$$

C'est à dire

$$T \left| \Delta\nu - \Delta\nu_c \right| = 2,88$$

en notant le pouvoir de résolution

$$\delta\Delta\nu = \left| \Delta\nu - \Delta\nu_c \right|$$

on obtient

$$\delta\Delta\nu = \frac{2,88}{T}$$

Dans le cas présent T = 20 µs

donc

$$\delta\Delta\nu = 0,14 \text{ MHz}$$

Le pouvoir de résolution est indépendant de $\Delta\nu_o$

2.2.4.Cas de deux signaux simultanés

2.2.4.1 Convergences spatiales

Soient deux signaux modulés linéairement en fréquence

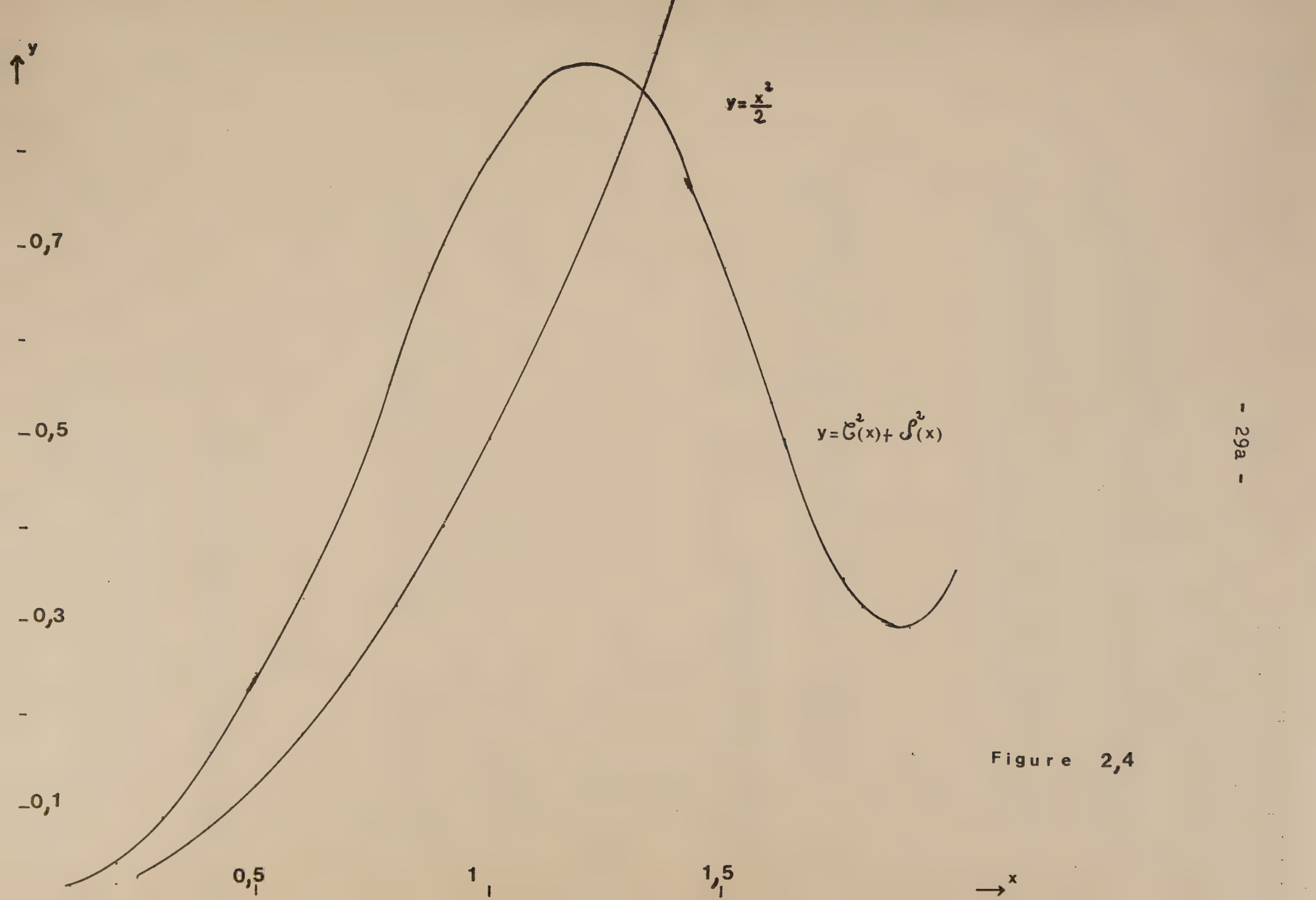


Figure 2,4

$$S_1(t) = \sqcap_T\left(t+\frac{T}{2}\right) \sin\left[2\pi\left(\nu_1 t + \frac{\Delta\nu_1}{2T}t^2\right) + \phi_1\right]$$

$$S_2(t) = \sqcap_T\left(t+\frac{T}{2}\right) \sin\left[2\pi\left(\nu_2 t + \frac{\Delta\nu_2}{2T}t^2\right) + \phi_2\right]$$

Lorsque ces deux signaux sont envoyés simultanément dans la cuve à ultra sons, la fonction de transfert optique de celle-ci devient

$$f(x,t) = \sqcap_L(x)\; e^{-i\varphi_m\left(S_1(t-\frac{x}{v}) + S_2(t-\frac{x}{v})\right)}$$

C'est à dire

$$f(x,t) = \sqcap_L(x)\; e^{-i\varphi_m S_1(t-\frac{x}{v})}\; e^{-i\varphi_m S_2(t-\frac{x}{v})}$$

Développons ces deux fonctions exponentielles en séries de fonctions de Bessel. Effectuons alors le produit de ces deux séries avec les mêmes simplifications qu'au § 2.2.2 (les produits $J_{+1}(\varphi_m)\, J_{-1}(\varphi_m)$ sont négligeables). Les calculs donnent alors pour fonction de transfert

$$f(x,t) = \sqcap_L(x)\; \sqcap_T\left(t+\frac{T}{2}-\frac{x}{v}\right)\frac{\varphi_m}{2} \times \sum_{q=\pm 1} e^{iq\left(2\pi\left(\nu_1 t + \frac{\Delta\nu_1}{2T}t^2\right)+\phi_1\right)} + e^{iq\left(2\pi\left(\nu_2 t + \frac{\Delta\nu_2}{2T}t^2\right)+\phi_2\right)}$$

Ces résultats mettent en évidence la linéarité de la cuve à ultra sons dans le cas où la profondeur de modulation d'indice optique de celle-ci est faible

En un point M du plan Π' de coordonnées x' et d correspondant à un signal de caractéristiques ν_c et $\Delta\nu_0$ d'un signal S_0 selon les relations

$$x' = - \frac{\nu_c T}{\Delta\nu_c} V$$

$$d = - q \frac{T V^2}{\lambda \Delta\nu_c}$$

l'amplitude du champ diffracté résultant a pour valeur

$$\phi'_d(x',t) = \frac{\phi_c \varphi_m}{2\lambda d i} \left(\left(S_1(t) + S_2(t) \right) * S_0(t) \right)$$

$$\phi'_d(x',t) = \frac{\phi_c \varphi_m}{2 i \lambda d} \left(\left(S_1(t) * S_0(t) \right) + \left(S_2(t) * S_0(t) \right) \right)$$

La propriété de linéarité est conservée pour l'amplitude de diffraction. Cependant seule l'intensité de diffraction pouvant être observée, cette propriété n'est alors plus conservée à son égard:

$$I'_d(x',t) = \frac{\phi_c \varphi_m}{2\lambda d} \left| \left(S_1 * S_0(t) \right) + \left(S_2(t) * S_0(t) \right) \right|^2$$

$$I'_d(x',t) = \left(\frac{\phi_c \varphi_m}{2\lambda d} \right)^2 \left\{ \left| S_1(t) * S_0(t) \right|^2 + \left| S_2(t) * S_0(t) \right|^2 + 2\, \mathrm{Re} \left(S_1(t) * S_0(t) \right) \left(S_2(t) * S_0(t) \right)^* \right\}$$

Notons $\gamma_{12}(t)$ le terme d'interaction entre les deux signaux

$$\gamma_{12}(t) = 2\,\mathcal{R}_e \left(S_1(x) * S_0(x)\right)_{(t)} \left(S_2(x) * S_0(x)\right)^*_{(t)}$$

Explicitons ce terme en tenant compte de tous les termes de phase qui ont disparu dans les calculs d'intensité

$$\gamma_{12}(t) = a \sqcap_T\left(t + \frac{T}{2}\right)\left[\prod_{i=1,2}\left(A_i \cos\alpha_i - B_i \sin\alpha_i\right) + \prod_{i=1,2}\left(A_i \sin\alpha_i + B_i \cos\alpha_i\right)\right]$$

$$+ a \sqcap_T\left(t - \frac{T}{2}\right)\left[\prod_{i=1,2}\left(A'_i \cos\alpha_i - B'_i \sin\alpha_i\right) + \prod_{i=1,2}\left(A'_i \sin\alpha_i + B'_i \cos\alpha_i\right)\right]$$

avec :

$$a = \frac{V^2 T}{2\sqrt{\left|\Delta\nu_1 - \Delta\nu_0\right|\left|\Delta\nu_2 - \Delta\nu_0\right|}}$$

$$\alpha_i = 2\pi \left[\left(\nu_i - \nu_0 - \frac{\Delta\nu_i}{T} t \right) \frac{T}{\Delta\nu_i - \Delta\nu_0} + \Delta\nu_i t + \frac{\Delta\nu_i}{2T} t^2 \right] + \phi_i$$

$$A_i = \mathcal{C}(\gamma_{bi}) - \mathcal{C}(\gamma_{ai})$$

$$B_i = \mathcal{S}(\gamma_{bi}) - \mathcal{S}(\gamma_{ai})$$

$$\gamma_{bi} = -\frac{T}{2}\sqrt{\frac{2|\Delta\nu_i - \Delta\nu_0|}{T}} + 2\left(\nu_i - \nu_0 - \frac{\Delta\nu_i}{T} t\right)\sqrt{\frac{T}{2|\Delta\nu_i - \Delta\nu_0|}}$$

$$\gamma_{ai} = \left(t + \frac{T}{2}\right)\sqrt{\frac{2|\Delta\nu_i - \Delta\nu_0|}{T}} + 2\left(\nu_i - \nu_0 - \frac{\Delta\nu_i}{T} t\right)\sqrt{\frac{T}{2|\Delta\nu_i - \Delta\nu_0|}}$$

$$A'_i = \mathcal{C}(\gamma'_{bi}) - \mathcal{C}(\gamma'_{ai})$$

$$B'_i = \mathcal{S}(\gamma'_{bi}) - \mathcal{S}(\gamma'_{ai})$$

$$\gamma'_{bi} = \left(t - \frac{T}{2}\right)\sqrt{\frac{2|\Delta\nu_i - \Delta\nu_0|}{T}} + 2\left(\nu_i - \nu_0 - \frac{\Delta\nu_i}{T} t\right)\sqrt{\frac{T}{2|\Delta\nu_i - \Delta\nu_0|}}$$

$$\gamma'_{ai} = \frac{T}{2}\sqrt{\frac{2|\Delta\nu_i - \Delta\nu_0|}{T}} + 2\left(\nu_i - \nu_0 - \frac{\Delta\nu_i}{T} t\right)\sqrt{\frac{T}{2|\Delta\nu_i - \Delta\nu_0|}}$$

Le modulateur optique, vis à vis de l'intensité lumineuse se comporte comme un filtre linéaire si ce terme d'interaction est négligeable par rapport aux deux autres termes. C'est ce qui se passe dès que les signaux S_1 et S_2 s'écartent légérement l'un de l'autre.
En effet si les largeurs de bande de fréquences $\Delta\nu_1$ et $\Delta\nu_2$ sont de l'ordre de $\Delta\nu_0$, les produits des fonctions de Fresnel se transforment en produits de $\frac{\sin x}{x}$ et lorsque l'un des termes de chaque produit est maximum l'autre est faible, le produit est alors petit.

2.2.4.2 Pouvoir de résolution

Dans la mesure où le terme d'interaction est négligeable, le signal de réception correspondant à l'émission des deux signaux simultanés S_1 et S_2, est constitué de deux pics de corrélation. Le pouvoir de résolution est défini par l'écart entre les sommets des deux pics lorsqu'ils sont séparés par un seul minimum nul.

Supposons que les largeurs de bande de fréquences $\Delta\nu_1$ et $\Delta\nu_2$ soient voisines de $\Delta\nu_0$ et faisons l'approximation:

$$\Delta\nu_1 = \Delta\nu_2 = \Delta\nu_0$$

simplifions le problème en posant $\nu_1 = \nu_0$

Dans ce cas là, la séparation entre les pics est due à la fréquence porteuse. La largeur des pics est la même pour les deux signaux.

le premier minimum de S_1 a lieu à

$$t = \frac{1}{2}\left(T - \sqrt{T^2 - \frac{T}{\Delta\nu_0}}\right)$$

le maximum de S_2 est à l'instant (2.2.3.2;a)

$$t = \frac{\nu - \nu_o}{\Delta\nu_o} T$$

donc $$\frac{\nu - \nu_o}{\Delta\nu_o} = 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{T\Delta\nu_o}}$$

mais $T\Delta\nu_o$ est grand devant l'unité

$$\nu - \nu_o = \frac{1}{2T}$$

2.2.5. Amélioration du rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit est par définition un rapport de puissances , celles-ci sont proportionnelles au carré des amplitudes des signaux. Or la réception optique se faisant à l'aide d'appareils quadratiques (photomultiplicateurs) le signal obtenu est proportionnel au carré de la fonction de corrélation. Définissons alors le rapport signal sur bruit comme étant:

$$\rho_R = \frac{\text{tension maximale instantanée du signal décodé}}{\text{tension moyenne de bruit dans la bande du signal}}$$

C'est à dire

$$\rho_R = \frac{\left|\left(S(x) * S_o(x)\right)_{(t)}\right|^2}{\left|\left(B(x) * S_o(x)\right)_{(t)}\right|^2 + \gamma_{12}(t)}$$

Précédement (§2.2.4.2) le terme $\gamma_{12}(t)$ a été considéré comme négligeable lorsque les deux signaux étaient voisins de S_o, à fortiori dans le cas d'un bruit ce terme est encore beaucoup plus faible. En conséquence le filtre optique que l'on considére linéaire a donc le rapport signal sur bruit classique.

$$\rho_R = \frac{\left|\left(S(x) * S_o(x)\right)_{(t)}\right|^2}{\left|\left(B(x) * S_o(x)\right)_{(t)}\right|^2}$$

et la théorie des filtres linéaires qui a été rappelée en introduction est donc applicable.

3. EXPERIMENTATION

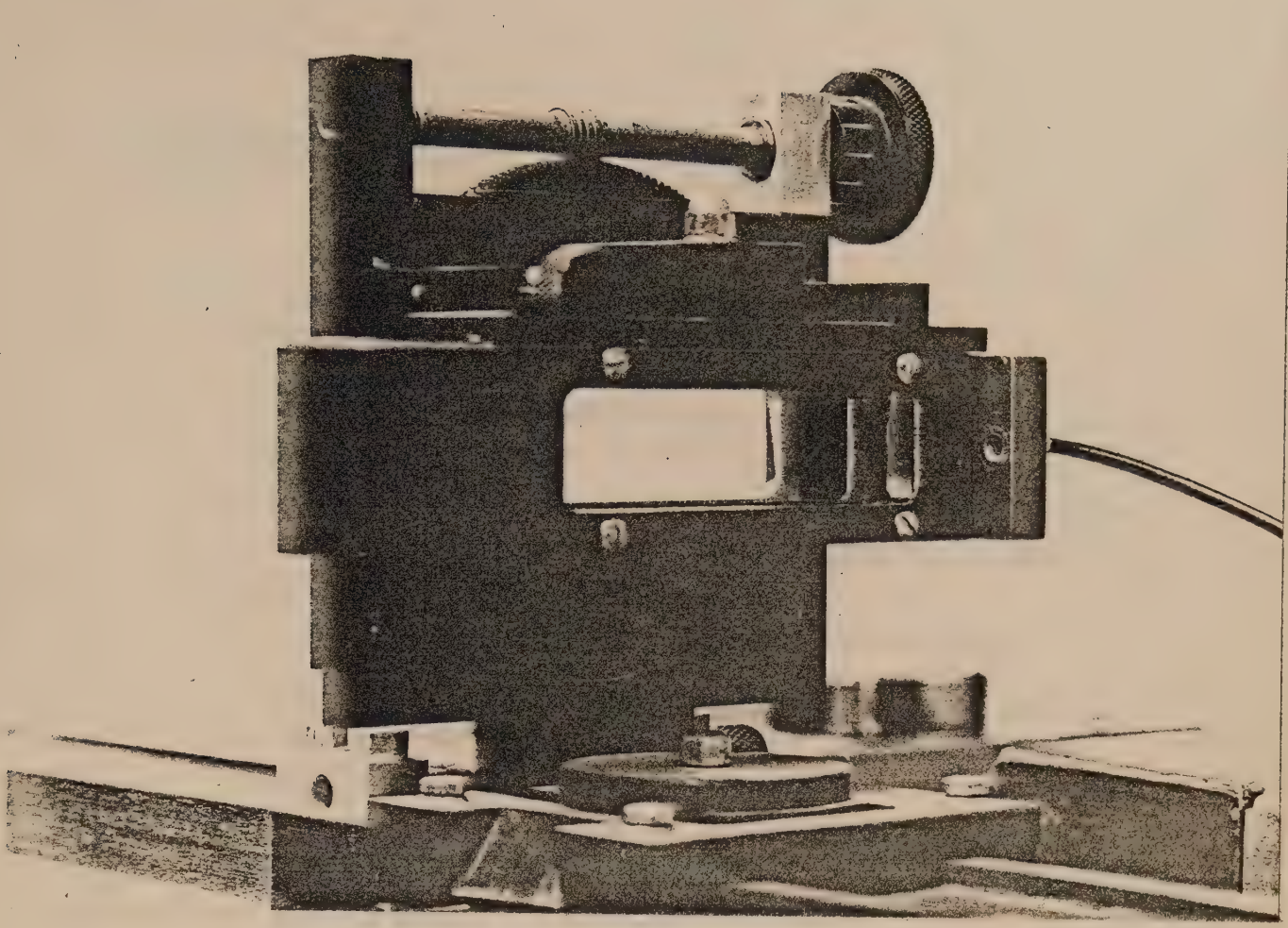
3.1 INTRODUCTION

L'élément de base du filtre adapté est la cuve à ultra-sons (fig. 3.1) Celle que nous utilisons a été fabriquée par Thomson- CSF et travaille en onde de cisaillement. Ses caractéristiques sont les suivantes:

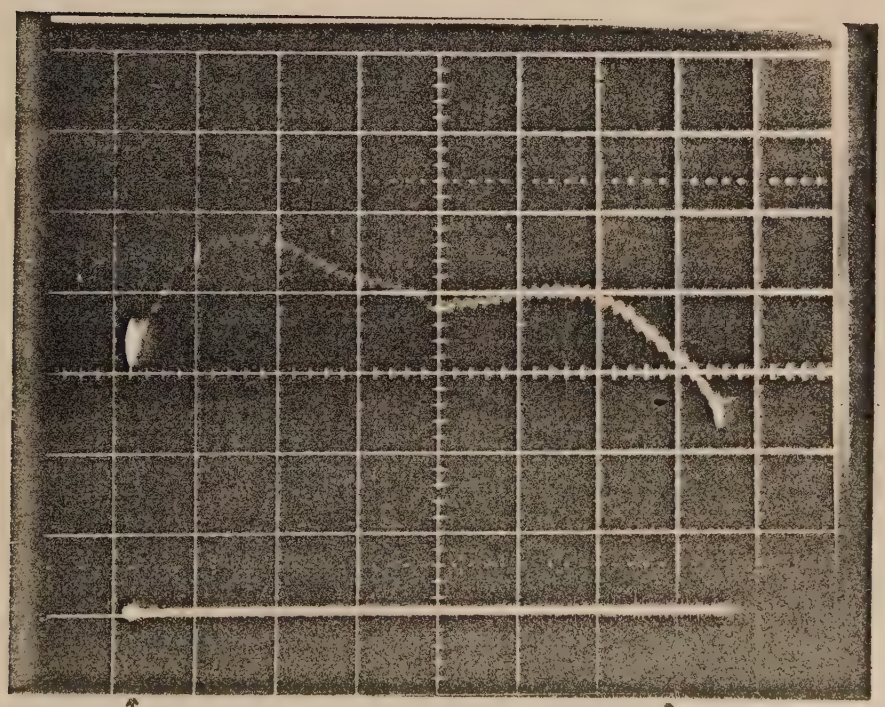
- longueur utile du barreau $L = 7,5$ cm
- vitesse de propagation des ultra-sons $V = 3750$ m/s
- durée du signal $T = 20\ \mu s$
- fréquence centrale de fonctionnement $\nu_o = 90$ MHz
- bande passante $\Delta\nu = 20$ MHz

La définition de la bande passante est: l'ensemble des fréquences qui donnent une intensité de lumière diffractée égale ou supérieure à la moitié de l'intensité maximale diffractée, et ce à éclairement du modulateur constant et à puissance du signal électrique appliqué constante .

Les caractéristiques de la cuve à ultra sons énumérées ci dessus imposent celles des signaux électriques comme celles du banc d'optique



Montage du modulateur optique



Bande passante

du modulateur

FIGURE 3.1

3.2 GENERATION DES SIGNAUX ELECTRIQUES.

3.2.1 Exposé du problème.

Le but de cette expérience est de mesurer le pouvoir de résolution du filtre adapté optique lorsque nous envoyons simultanément deux signaux modulés linéairement en fréquence avec des pentes de modulations et des fréquences centrales différentes.

Les appareils qu'il faut réaliser sont alors:

- deux vobulateurs de linéarité meilleure que 2.10^{-3} c'est à dire que l'erreur faite sur la fréquence doit être inférieure à 180 KH_Z.
- un générateur de bruit pour étudier l'amélioration du rapport signal sur bruit
- un sommateur permettant d'additionner les deux signaux M.L.F. et le bruit.

3.2.2 Vobulateurs

Pour obtenir des signaux M.L.F., la première technique envisagée a été un multivibrateur astable utilisant deux transistors NPN (2N2857). Ces transistors ont une fréquence de transition de 1,6 GH_Z . Cependant la fréquence maximale des oscillations est de 80 MH_Z,cette limite provient des capacités internes des transistors.

Une deuxième technique utilise la propriété des diodes "varicap" dont la capacité est fonction de la tension appliqué à ses bornes.

Deux solutions sont alors possibles pour obtenir une

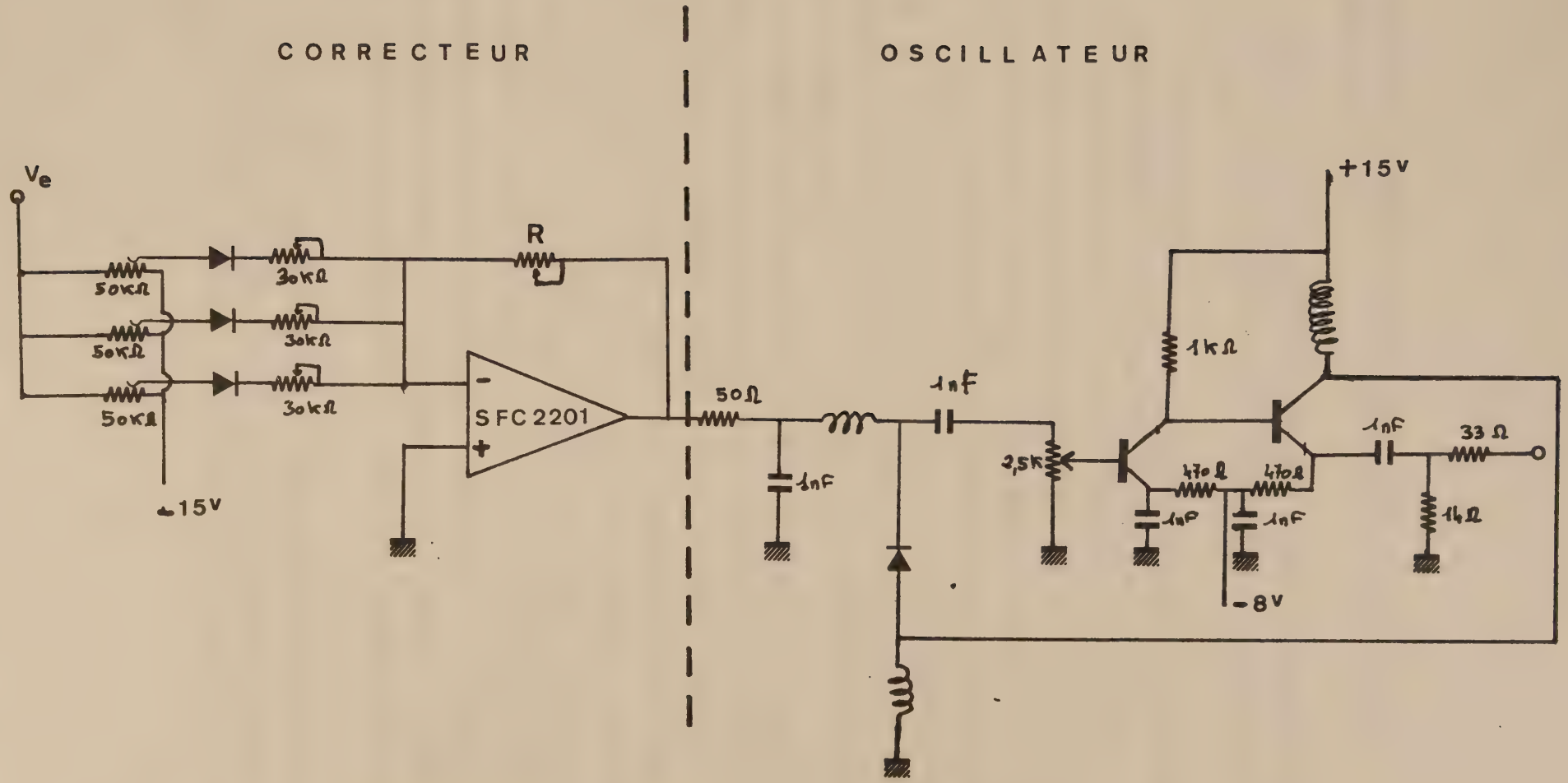


Figure 3 2 Schéma du vobulateur

modulation linéaire en fréquence avec la précision souhaitée:

-faire une trés petite variation de la tension appliquée, ce qui implique une fréquence d'oscillation élevée

- corriger préalablement cette tension et travailler directement dans la bande de fréquences utile.

La réalisation de la première méthode a imposé la fabrication d'un oscillateur qui travaille a des fréquences supérieures à 400 MH_Z. Un mélangeur placé à sa sortie permet de retrancher au signal délivré par l'oscillateur une fréquence locale de l'ordre de 300 MH_Z afin de revenir dans la bande de fréquence qui nous intéresse. Cette solution a été abandonnée à cause des problémes de stabilité en fréquence.

Les deux vobulateurs ont été définitivement réalisés selon le dernier principe, c'est à dire qu'ils oscillent à une fréquence comprise entre 72 et 120 MH_Z (fig3.2) ; L'oscillation est entretenue par une contre réaction sélective grace à un filtre en π constitué de deux selfs L_1 et L_2 ,et de la diode varicap D. La self L_3 est une self choc. Le potentiomètre de 2,5 KΩ permet de régler le point de fonctionnement du premier transistor. La puissance de sortie de chaque oscillateur est comprise dans toute la bande de fonctionnement, entre -0,5 dBm et -1 dBm (0 dBm correspond à 1 mWsur une résistance de 50Ω).

Les courbes des figures 3.3 et3.4 montrent que de tels convertisseurs tension-fréquence ne sont pas linéaires. Il faut donc une correction préalable du signal de vobulation.

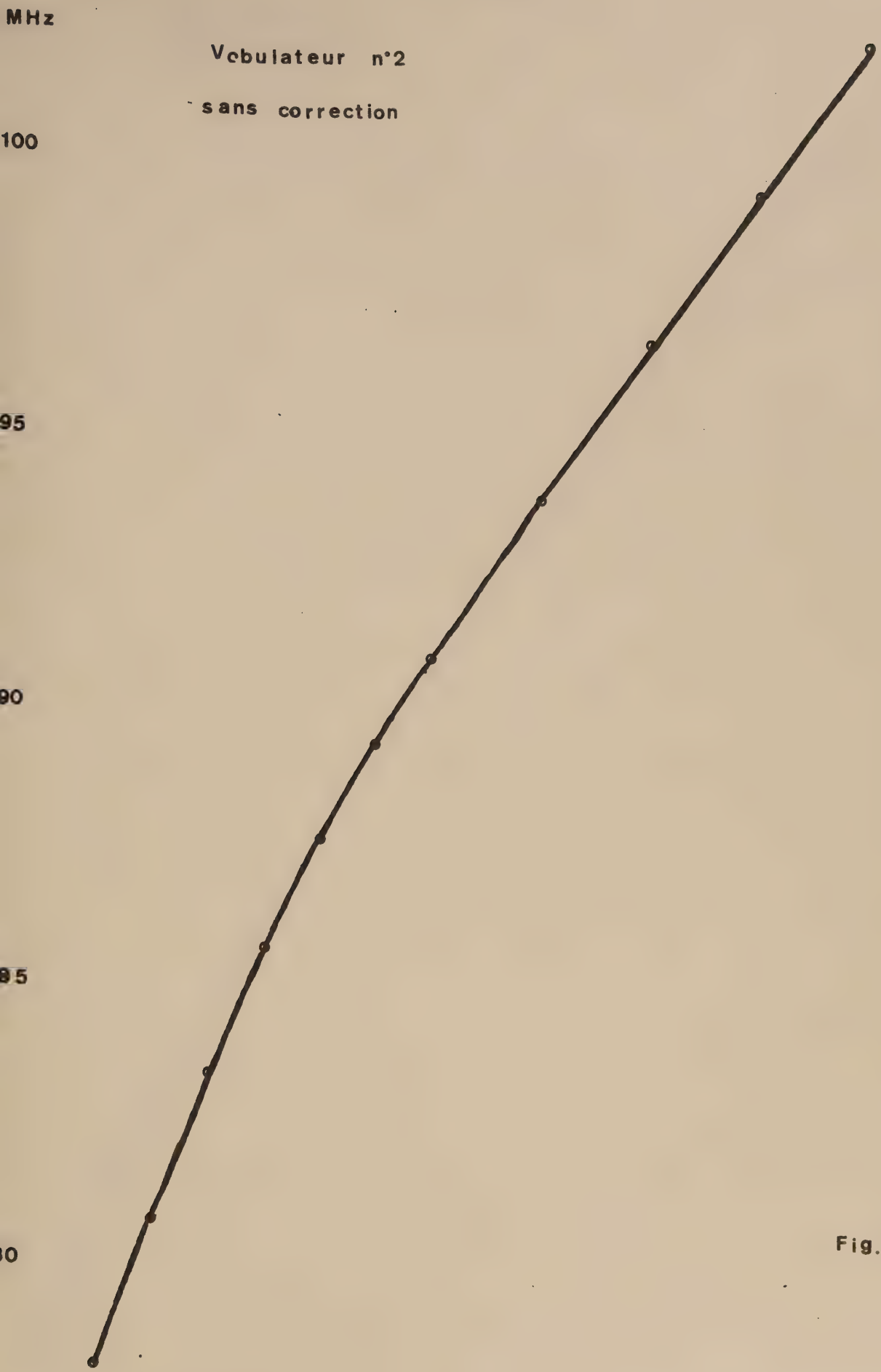


Fig. 3,3

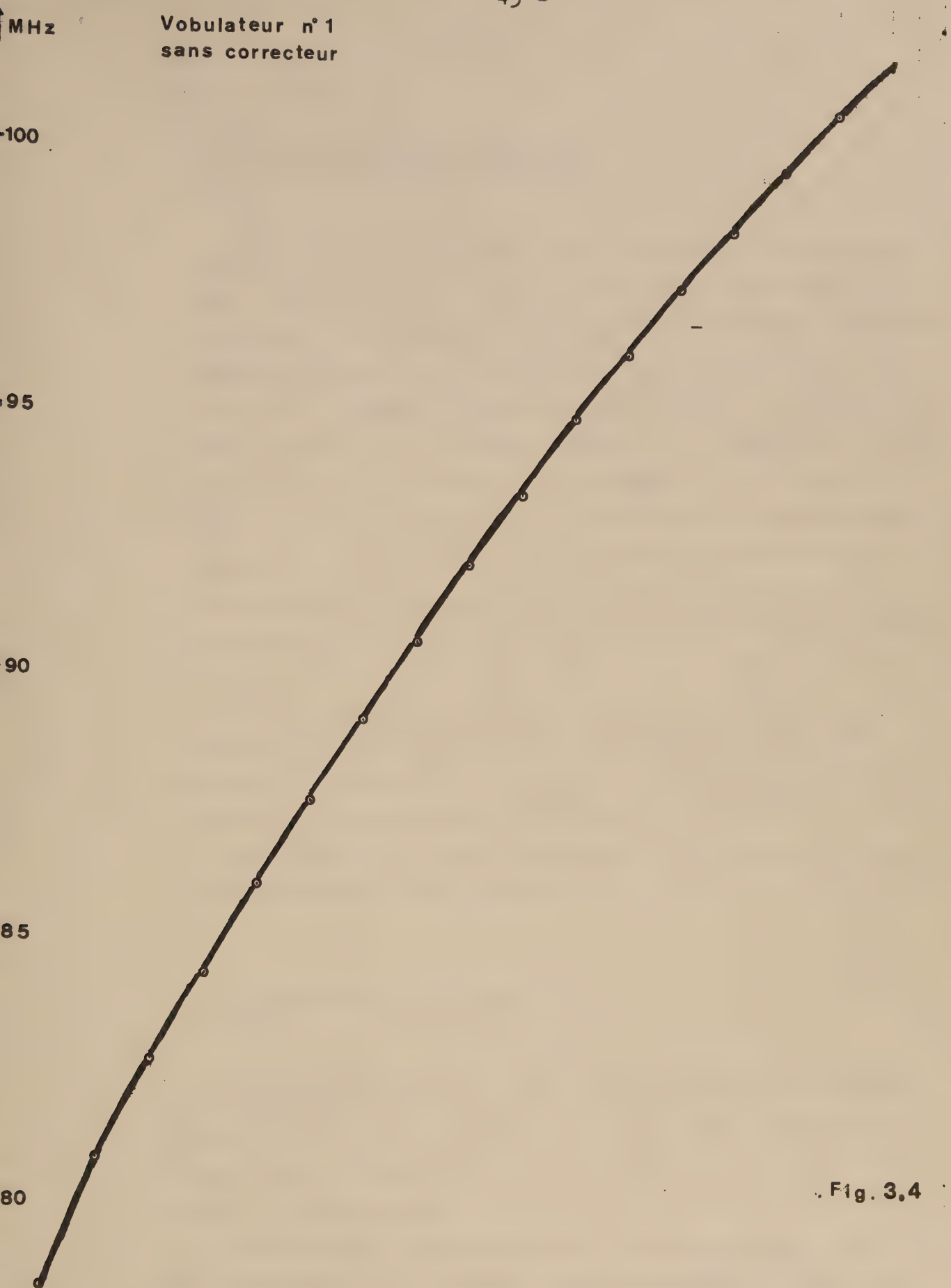


Fig. 3,4

3.2.3 Correcteurs de linéarité

La correction est basée sur la constation suivante: si la vobulation est faite par une tension en dent de scie, il faut que la tension de sortie augmente beaucoup plus vite que la tension d'entrée. Pour ce faire, la tension d'entrée est appliquée à une batterie de diodes (fig. 3.2). Chaque diode possède un seuil de déclenchement réglable grâce à un potentiomètre P_n et débite à travers une résistance réglable R_n un courant i_n. Le point A étant l'entrée négative d'un amplificateur opérationnel (SFC 2201) se comporte comme une masse virtuelle. Une résistance réglable R montée en contre-réaction sur l'amplificateur opérationnel permet d'obtenir une tension de sortie V_s:

$$V_s = \sum_n i_n R$$

Le fonctionnement d'un tel correcteur est mis en évidence par la figure 3.5 . Trois diodes ont été suffisantes pour obtenir une linéarité en réponse de l'oscillateur avec une précision meilleure que 2.10^{-3}.

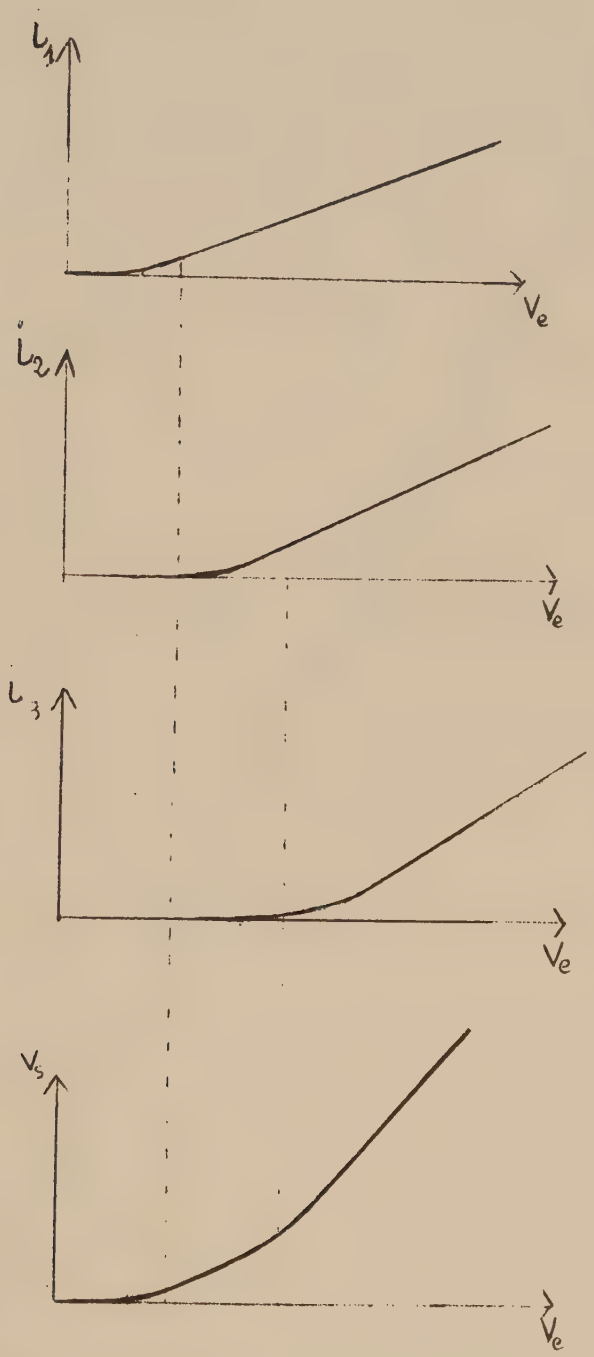
Les figures 3.6 et3.7 montrent la correction apportée à la réponse des oscillateurs.

3.2.4 Générateur de bruit

Pour pouvoir étudier l'amélioration du rapport signal sur bruit du filtre adapté optique,il faut disposer d'un générateur de bruit dont la puissance de bruit soit uniforme dans la bande 80 à 100 MHz et négligeable à l'extérieur de cette bande.

Le générateur de bruit qu'il a fallu réaliser (fig. 3.8) est constitué de six étages amplificateurs et d'un étage d'adaptation d'impédance.Chaque étage amplificateur a un

PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU CORRECTEUR



$$V_s = R \sum_n i_n$$

Figure 3.5

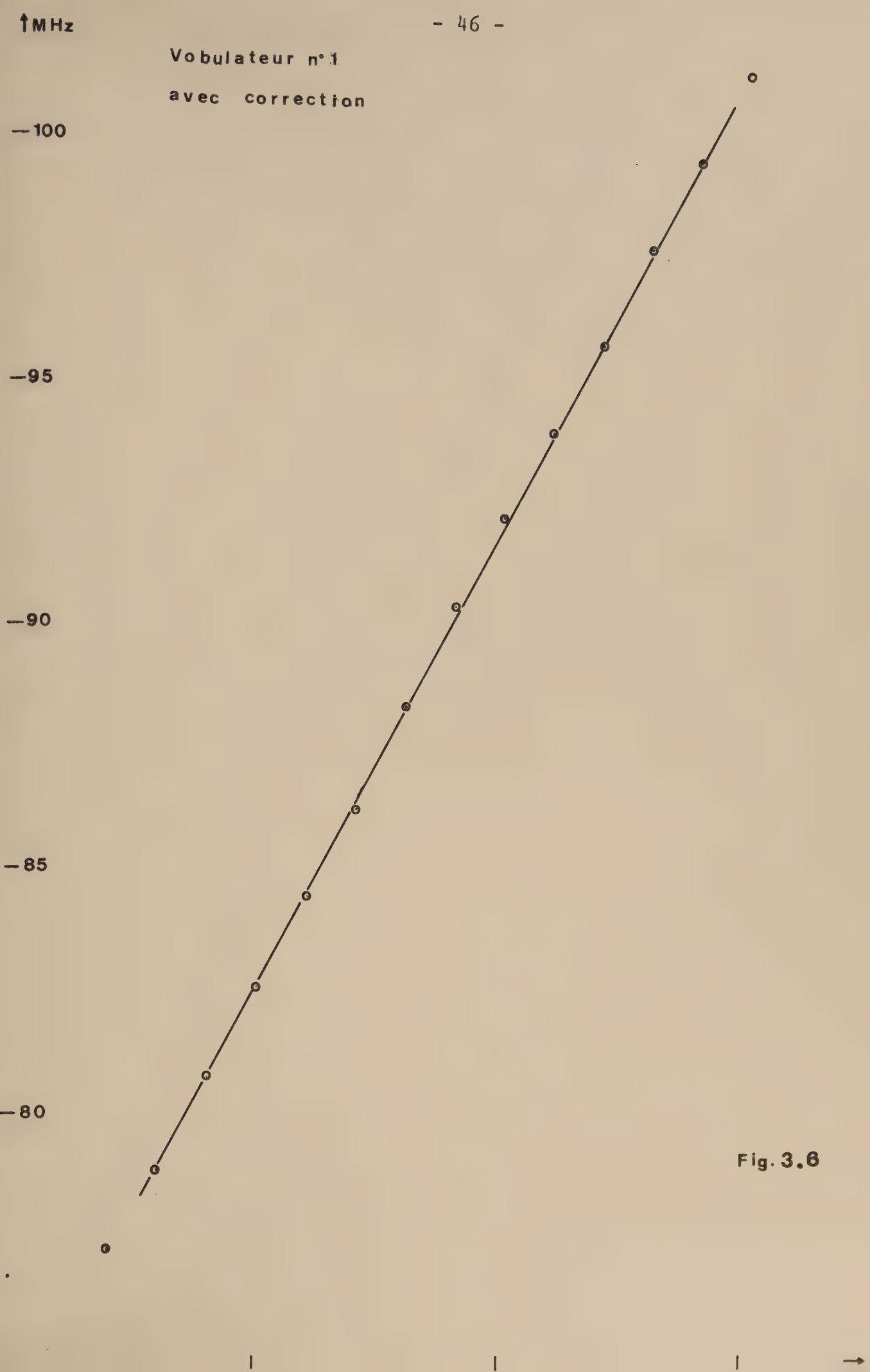


Fig. 3.6

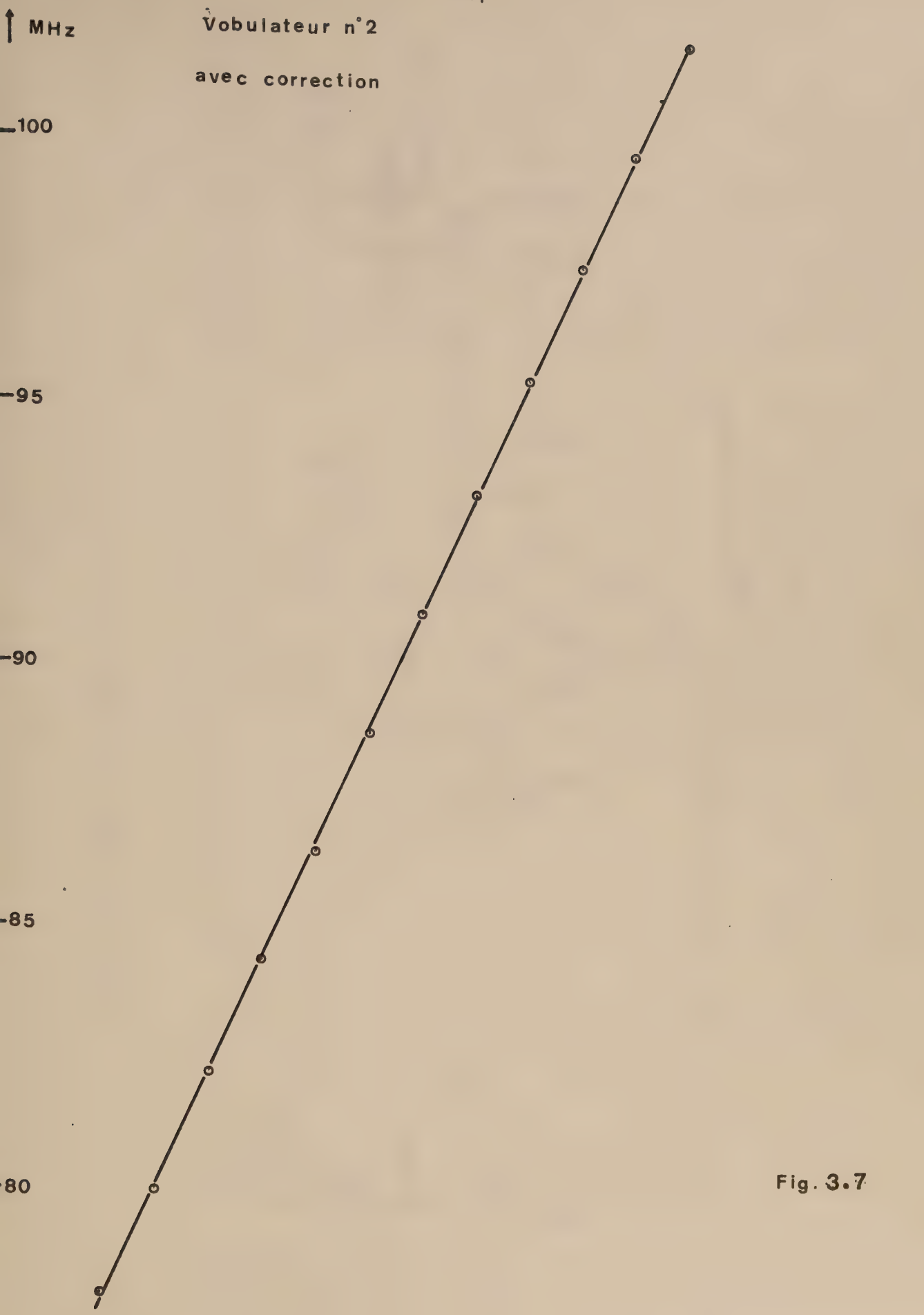
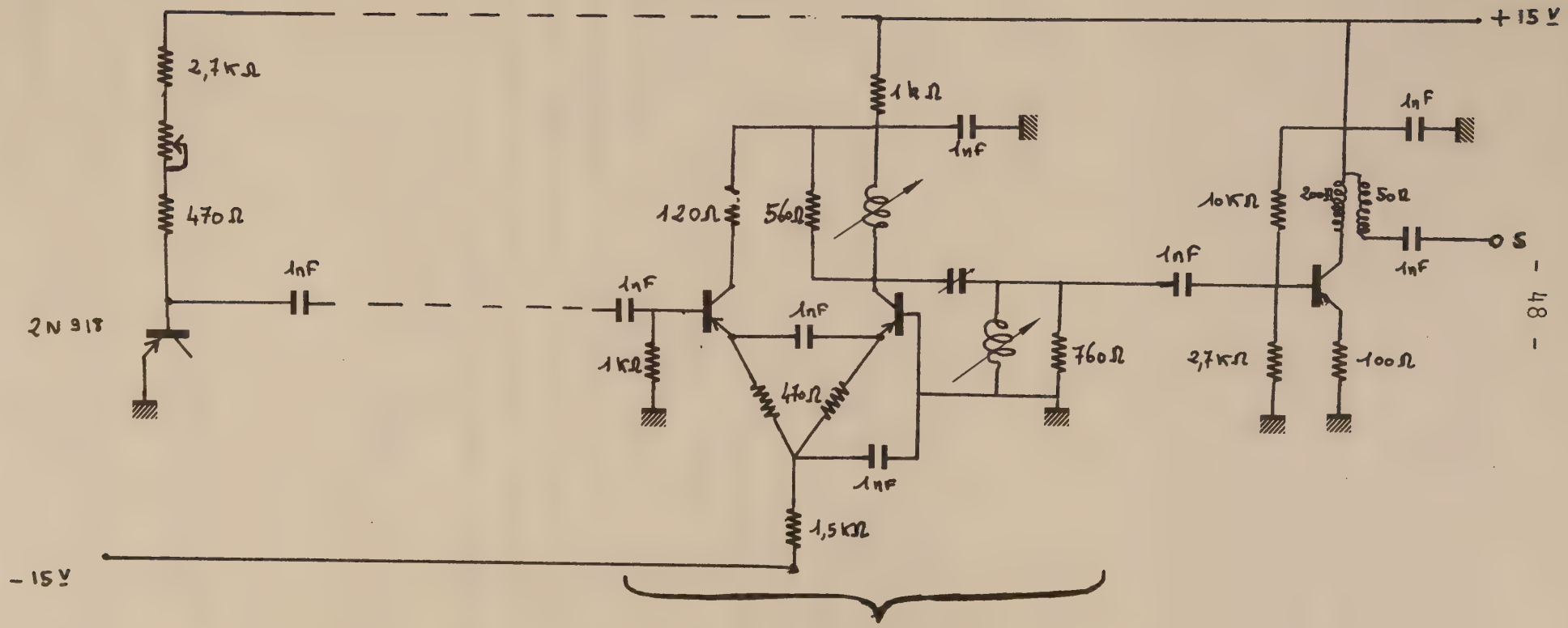


Fig. 3.7

GENERATEUR DE BRUIT



étage amplificateur

Fig. 38

gain de 15 dB et une bande passante d'environ 100 MHz grâce à deux selfs variables accordées par une capacité elle aussi réglable (filtre en π). La jonction émetteur-base d'un transistor haute fréquence (2N2857) polarisée dans le sens bloquant sert de source de bruit à l'entrée de l'amplificateur. Ce montage permet de gagner environ 5 dB sur le niveau de bruit à la sortie. La puissance moyenne de bruit obtenue sur toute la bande des 20 MH_Z est d'environ 5 dBm.

3.2.5 Sommateur

Maintenant que nous disposons des deux signaux M.L.F. et de bruit, il faut pouvoir les additionner tout en ayant la possibilité de régler la puissance de chaque signal par rapport à l'ensemble des signaux. Aussi chaque signal à additionner arrive sur un potentiomètre de 50 Ω. Le curseur de celui-ci est relié à la base d'un transistor monté en émetteur commun et dont le collecteur débite sur une charge commune à tous les transistors. Cette charge est un circuit RLC à large bande centrée sur la fréquence 90 MHz et permet de faire la somme des courants provenantdes différents collecteurs. La tension aux bornes de cette charge est appliquée à un étage amplificateur suivi lui-même d'un étage d'adaptation d'impédance comme le montre la figure 3.9

La courbe de réponse en fréquence de ce montage est uniforme sur toute la bande de fréquence utile à moins de 0,5 dB

3.2.6 Installation de l'ensemble électronique

Le signal de vobulation doit être théoriquement en dent de scie. Cependant pour éviter les réponses transitoires apparaissant tant au niveau du correcteur qu'à

SOMMATEUR

PREAMPLIFICATEUR

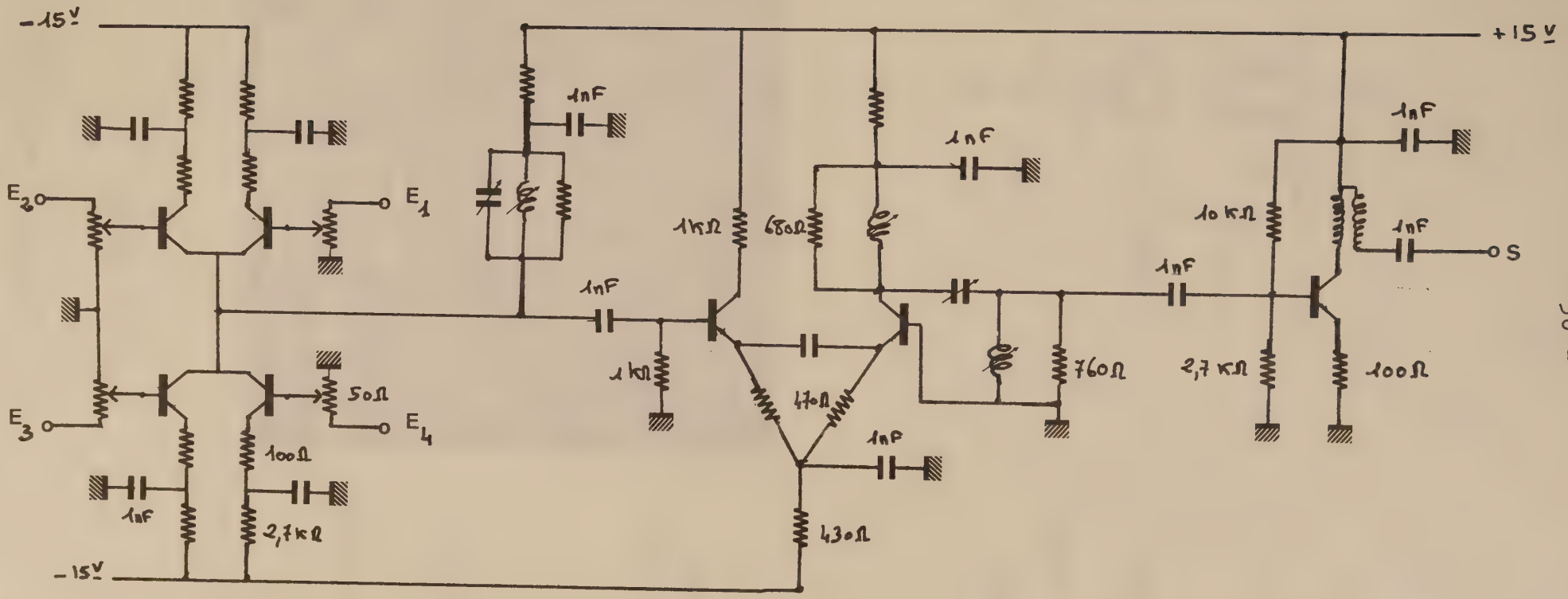


Fig. 3.9

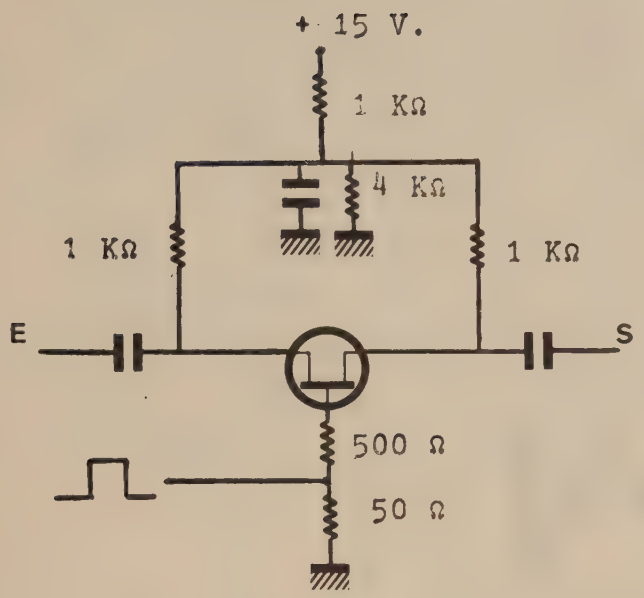
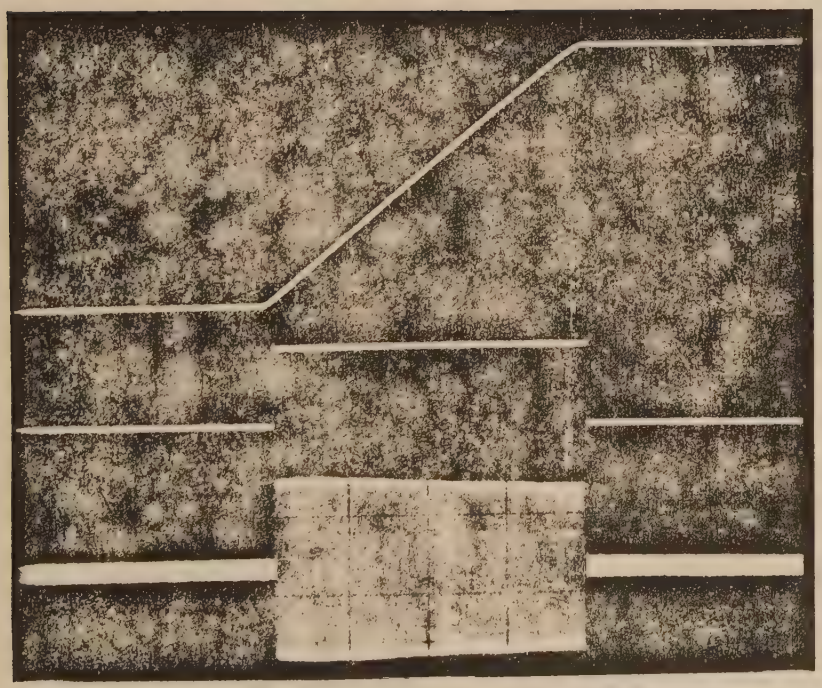


FIGURE 3.10

SCHEMA DE LA PORTE ANALOGIQUE



signal de vobulation.

porte analogique

signal HF de sortie

FIGURE 3.11

OBTENTION DU SIGNAL M.L.F.

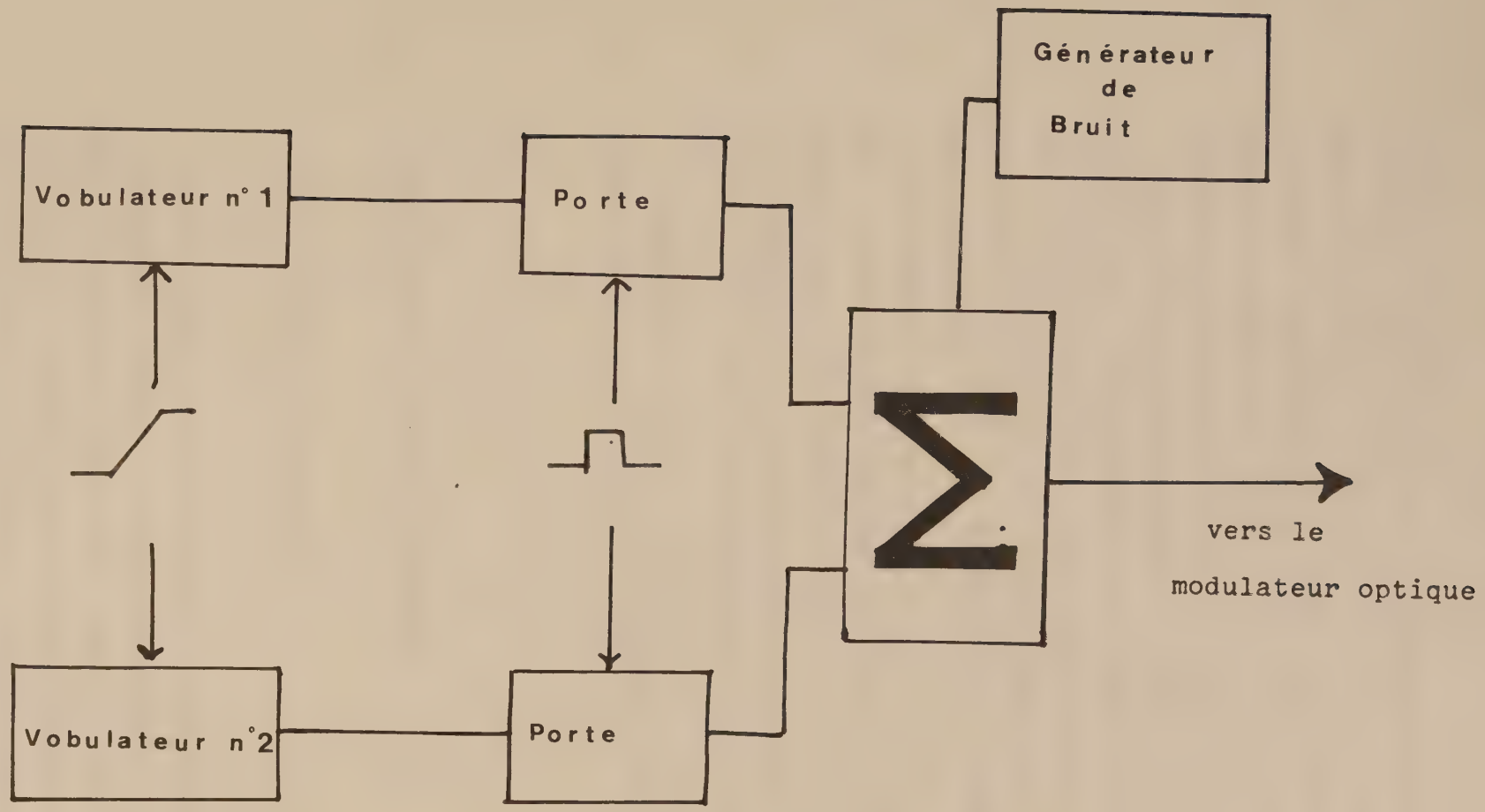

Générateur de Bruit
Vobulateur n°1
Porte
Vobulateur n°2
Porte
vers le modulateur optique

Fig. 3.12

celui de l'oscillateur, le signal de vobulation sera de forme trapézoïdale.A la sortie de l'oscillateur, une porte à effet de champ (figure 3.10) ne laisse passer le signal haute fréquence que pendant la durée de la pente croissante du signal de vobulation, seule portion utile du signal de vobulation (figure 3.11).

Les effets transitoiresde la porte, qui se traduisent par un léger rebondissement de l'amplitude à -10 dB, sont trés inférieurs à ceux d'un signal dont la vobulation est en dent de scie car ils ne jouent pas sur la fréquence des oscillations et la dynamique de l'ensemble en est ainsi améliorée.

La commande des vobulateurs est faite par un générateur d'impulsions à fronts de montée et de descente réglables (Hewlett Packard n°8005A) et celle des portes analogiques par un générateur d'impulsions Texas Instrument n° 6642. Ces deux appareils sont synchronisés entre eux.

L'association de tous ces appareils est réalisée selon le synoptique de la figure 3.12 .

3.3 MISE EN PLACE DU BANC D'OPTIQUE

3.3.1 Exposé du problème

L'onde acoustique produisant les variations d'indice du barreau de silice et qui représentent optiquement le signal électrique, se propage dans la cuve à ultra sons. Considérons l'instant où le signal est incomplet dans la cuve. La fonction de transfert optique de celle-ci est alors la même que celle d'une lentille de distance focale f que nous avons définie par la relation calculée à l'alinéa 2.2.3.1 :

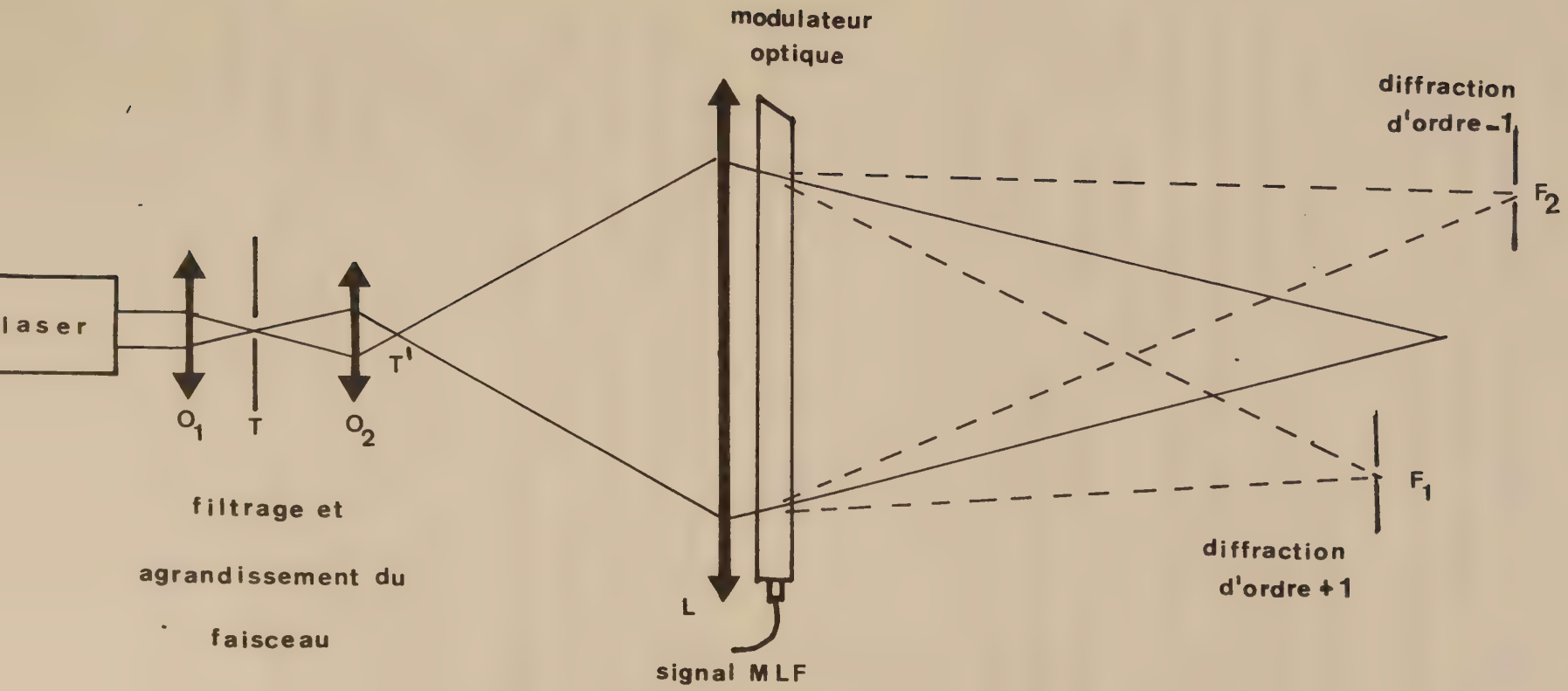


Fig. 3.13 Montage optique

$$f = \pm \frac{T\,v^2}{\lambda . \Delta v}$$

Le signe + ou - est fonction de l'ordre ± 1 diffracté par la cuve. Si le signe est positif, c'est une lentille convergente, s'il est négatif la lentille est divergente (fig 3.13).

Les distances focales de ces lentilles simulées par la cuve à ultra sons sont égales ou supérieures à 22 m, valeur déterminée par la formule précédente pour une modulation de fréquence maximale de 20 MHz quand l'éclairement est fait par une lumière monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 6328$ Å

Pour diminuer cette distance, il faut faire converger le faisceau, ce qui permet en outre d'observer non seulement l'effet de convergence de la cuve mais aussi l'effet de divergence

3.3.2 Eclairement du modulateur

Le faisceau de lumière est fourni par un laser Hélium-Néon Spectra Physic de puissance 15 mW. et de longueur d'onde $\lambda = 6328$ Å. Le diamètre de ce faisceau est de 1 mm alors que la largeur utile de la cuve est de 7,5 cm . Il faut donc agrandir le faisceau en prenant la précaution de le filtrer.

Aussi à la sortie du laser sont placés successivement un objectif de focalisation, un trou de filtrage spatial, un deuxième objectif puis une lentille

L'objectif de focalisation (O_1) a une distance focale de 17 mm et une ouverture de 0,25 (objectif Leitz Phaco 10/0,25) .

A son foyer image est placé un trou de filtrage T de diamètre 10 µm.

Le deuxième objectif (O_2) de distance focale 23 mm et d'ouverture 0,20 (Nachet M 10) permet de faire une image T' sous une ouverture de faisceau plus forte de façon à agrandir le faisceau à l'aide d'une lentille L de 35 cm de focale et 8 cm de diamétre.

Au lieu de placer la lentille à 35 cm de T4 et d'obtenir un faisceau parallèle, nous la placerons à une distance de 49 cm et le faisceau obtenu convergera à 1,2 m. L'angle maximum que fait un rayon lumineux avec la normale à la cuve perpendiculaire à l'axe optique est dans ce cas de 1°45'. Cet angle étant faible, les approximations faites dans les calculs théoriques de la fonction de transfert du modulateur sont alors valables.

Sans le deuxième objectif, pour obtenir le même faisceau il aurait fallu une lentille de 60 cm de distance focale placée à 1,2 m de T', ce qui aurait entrainé une perte importante de lumière dûe à l'éloignement de la lentille.

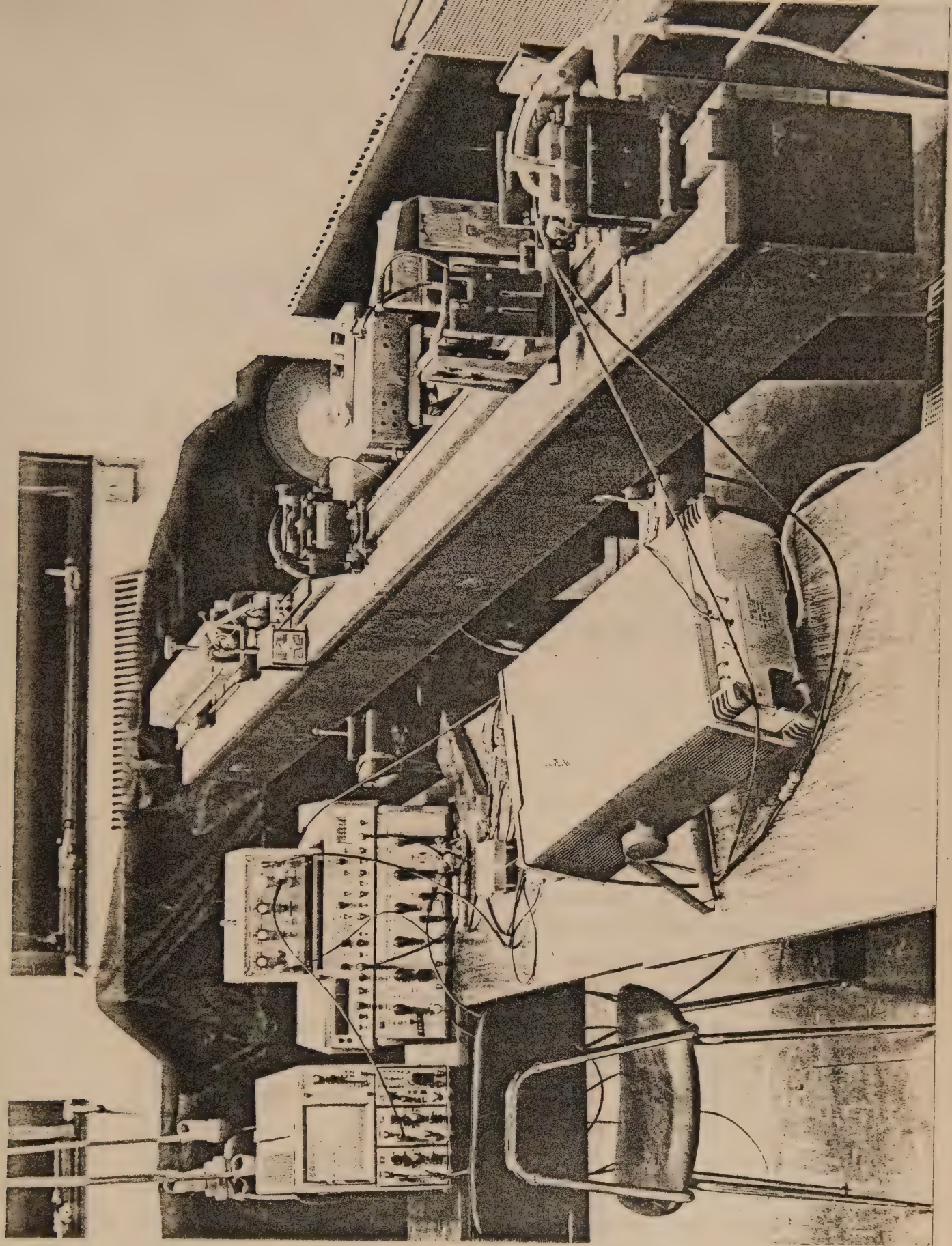
3.2.3. Montage de réception

Quand il y a en même temps deux signaux M.L.F. dans la cuve, celle ci se comporte comme deux couples de lentilles convergentes et divergentes. Il y a donc quatre points de convergence, deux pour l'ordre diffracté +1, deux pour l'ordre diffracté -1. Or l'étude du pouvoir de résolution impose d'observer en même temps deux points de convergence, chacun correspondant à un signal M.L.F. Pour faciliter le montage, l'observation se fera sur les deux ordres diffractés

Pour obtenir un point de focalisation, il faut placer en ce point une fente dont on peut régler le positionnement Pour ce faire, chaque fente est montée sur un ensemble de

deux chariots de translation, l'un permettant le déplacement perpendiculaire à l'axe optique, l'autre le déplacement parallèle à cet axe. Les deux ordres de diffraction étant de part et d'autre de l'axe optique, le fait de placer une fente sur un ordre ne joue pas sur le faisceau de diffraction de l'autra ordre.

Un photomultiplicateur rapide (XP 1117) est placé derrière chaque fente afin de visualiser sur un oscilloscope l'intensité lumineuse reçue.



MANIPULATION

vue d'ensemble

4. RESULTATS

Dans ce chapitre nous appélerons S_o le signal M.L.F. adapté au point d'observation et qui aura les caractéristiques suivantes:

- Largeur de bande $\Delta\nu_o$
- Fréquence terminale ν_o

La fréquence terminale, notée f.t., est la fréquence instantanée du signal à l'instant t = 0 (l'origine des temps est prise au moment où le signal est entier dans la cuve à ultra-sons).

4.1 Cas d'un signal M.L.F.

Un signal M.L.F de caractéristique $\Delta\nu$ = 20 MHz, de durée T = 20 µs, est envoyé dans la cuve à ultra-sons afin de déterminer l'enveloppe des pics de corrélation en fonction de la fréquence porteuse. Cependant la bande passante de la cuve étant aussi de étant aussi de 20 Mhz, au lieu de faire glisser la fréquence finale nous déplacerons la fente d'observation parallélement à l'axe de la cuve, ce qui revient à déplacer le signal S_o (fig;4.1). L'enveloppe du pic de corrélation n'a pas la forme prévue théoriquement (deux arcs de paraboles), ce qui diminue énormément le pouvoir de résolution vis à vis de la fréquence terminale mais permet au signal de subir un effet Doppler sans géner sa réception. La valeur expérimentale du pouvoir de résolution est de 11 MHz.

Cette différence est due principalement à la largeur de la fente d'observation. En effet l'observation doit se faire ponctuellement, mais le photomultiplicateur placé derriére

la fente ne reçoit pas assez de lumière si celle-ci est trop petite. En l'élargissant elle devient moins sélective et le pic de corrélation s'en trouve également élargi.

Les figures 4.2, 4.3 et 4.4 montrent les pics de corrèlation obtenus lorsque les largeurs de bande $\Delta\nu$ du signal émis et $\Delta\nu_o$ du signal S_o correspondant au point d'observation sont respectivement de 15, 10 et 5 MHz. Sur chaque courbe la variable pour passer d'un pic à l'autre est la fréquence terminale, $\delta\nu$ représente l'écart entre la f.t. ν du signal émis et la f.t. ν_o au signal S_o.

La figure 4.5 commente la planche 4.5 bis sur laquelle les photos mettent en évidence les pics de corrélation reçus lorsque les largeurs de bande de fréquences ne sont pas adaptées au points d'observation, les pics de corrélations obtenus sont élargis et leurs maximums moins importants. Le crénau présent sur chaque photo représente,à l'état bas, la durée du signal d'émission.

Il a été vérifié (figure 4.6) que lorsque l'écart entre les f.t. est constant, le retard du pic de corrélation est inversement proportionnel à la largeur de bande du signal adapté.

L'étude de l'amélioration du rapport signal sur bruit a été faite dans le cas optimal, c'est à dire que la largeur de bande du signal est maximale (20 MHz) et le produit durée-bande est de 400. (fig 4.7). La limite de lecture montre une amélioration de 18 dB, alors que l'étude théorique donne une amélioration de 26 dB. Cette différence est due aussi à la largeurs des fentes d'observation.

Détermination de l'enveloppe des pics de corrélation

largeur de bande:

$\Delta\nu = \Delta\nu_o = 20$ MHz.

t = 0 :instant où le signal est en entier dans la cuve à ultra sons

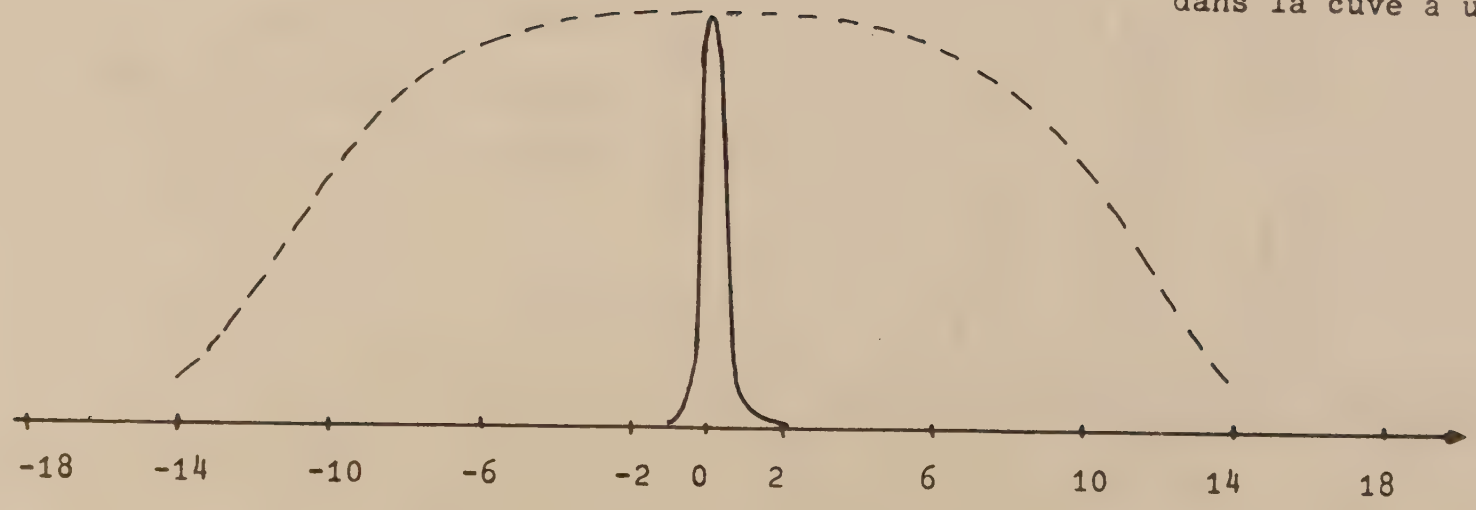
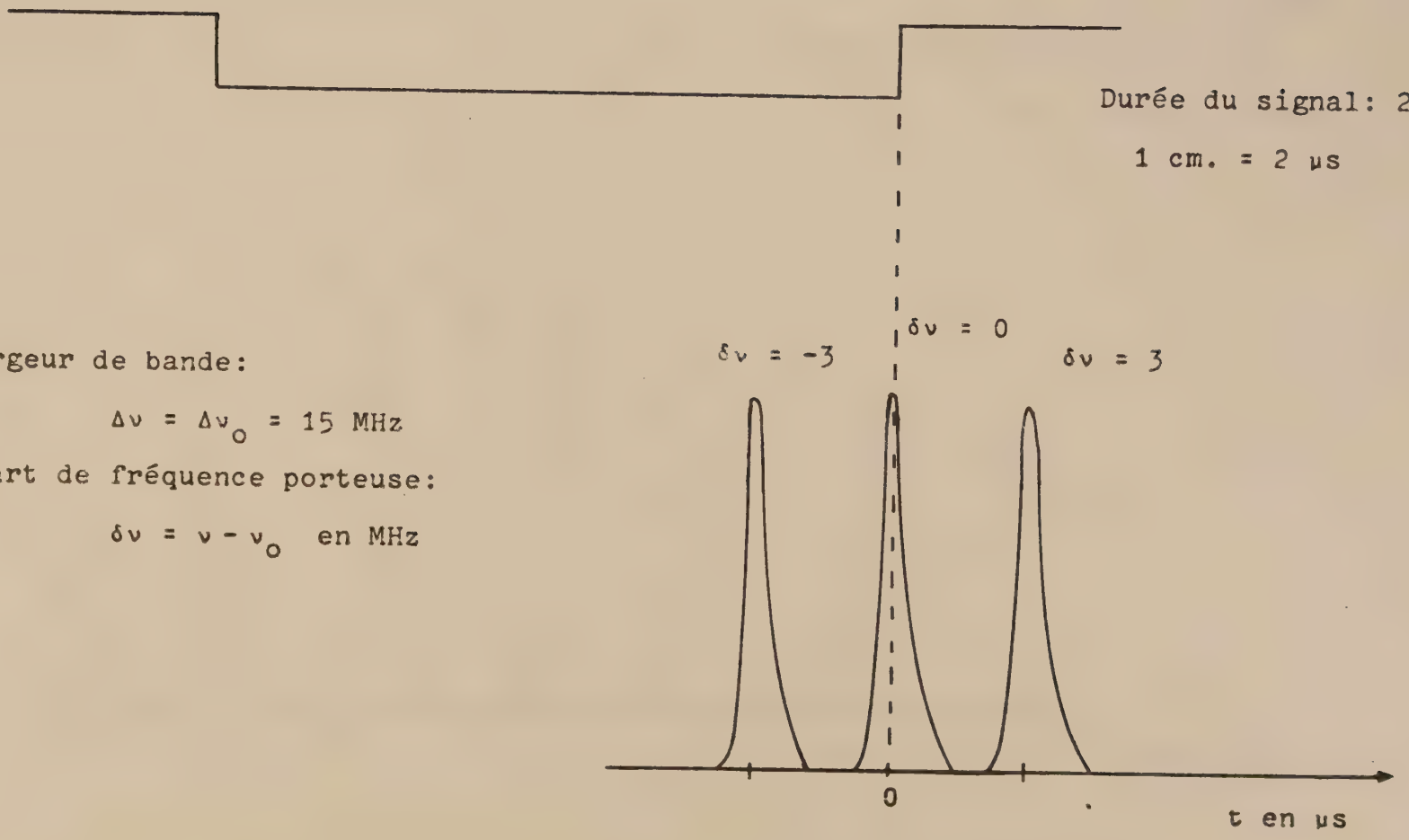


Fig. 4.1



largeur de bande:

$\Delta\nu = \Delta\nu_o = 15$ MHz

écart de fréquence porteuse:

$\delta\nu = \nu - \nu_o$ en MHz

FIG. 4.2

largeur de bande:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_o = 10 \text{ MHz}$$

écart de fréquence porteuse:

$$\delta\nu = \nu - \nu_o \text{ en MHz}$$

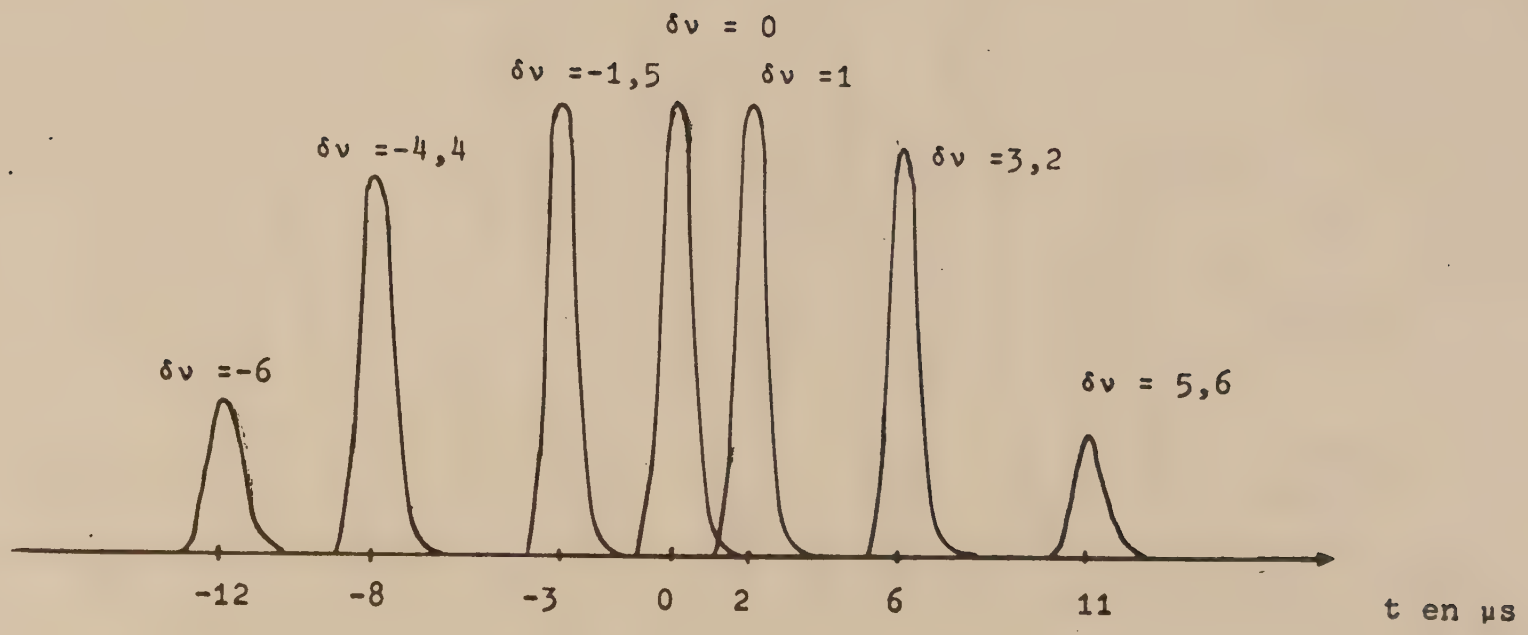


Fig. 4 . 3

largeur de bande:

$\Delta\nu = \Delta\nu_o = 5$ MHz

écart de fréquence porteuse:

$\delta\nu = \nu - \nu_o$ en MHz

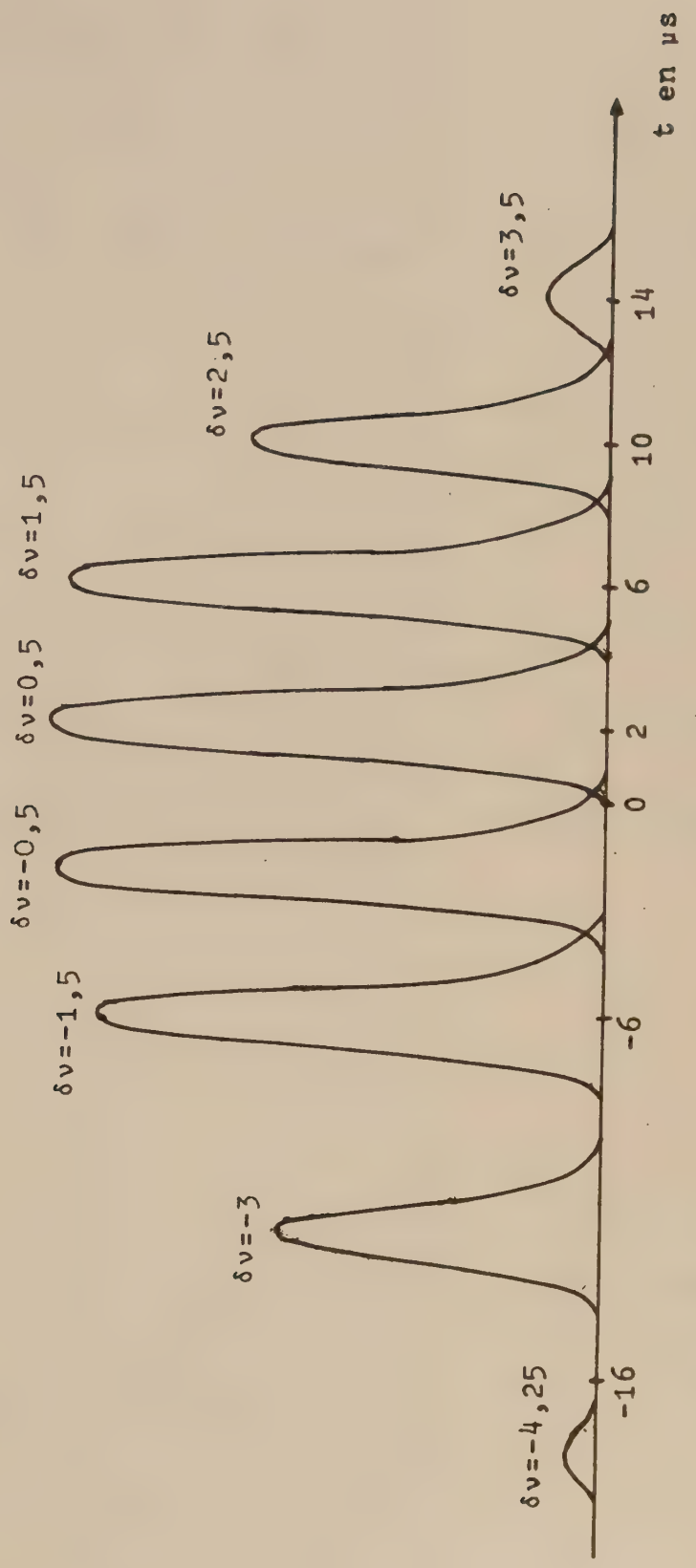
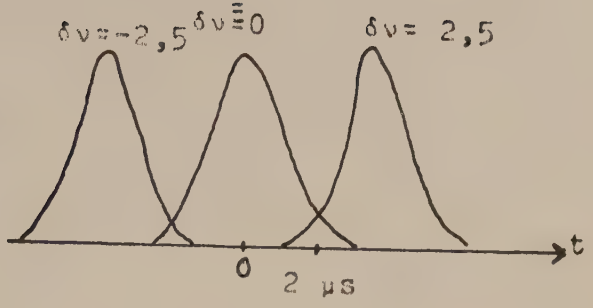


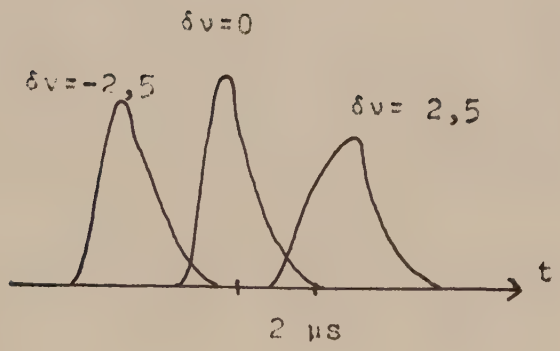
FIG. 4 . 4



$\Delta\nu_o \equiv$ 20 MHz

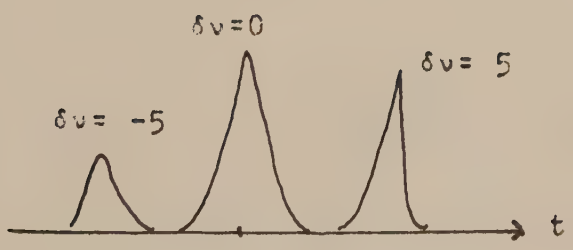
$\Delta\nu$ = 15 MHz

$\delta\nu = \nu - \nu_o$ en MHz



$\Delta\nu_o$ = 15 MHz

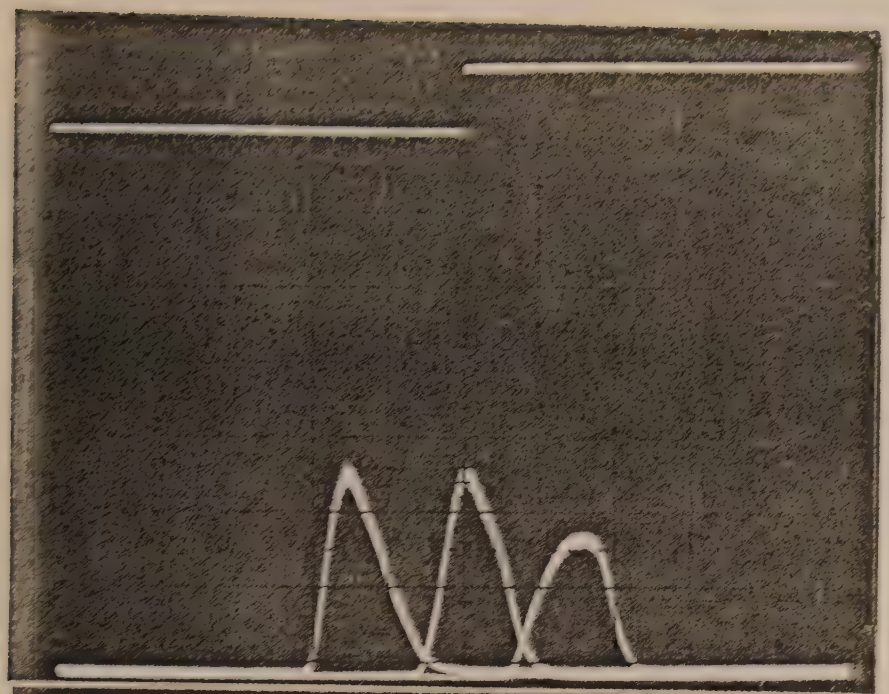
$\Delta\nu$ = 20 MHz



$\Delta\nu_o$ = 15 MHz

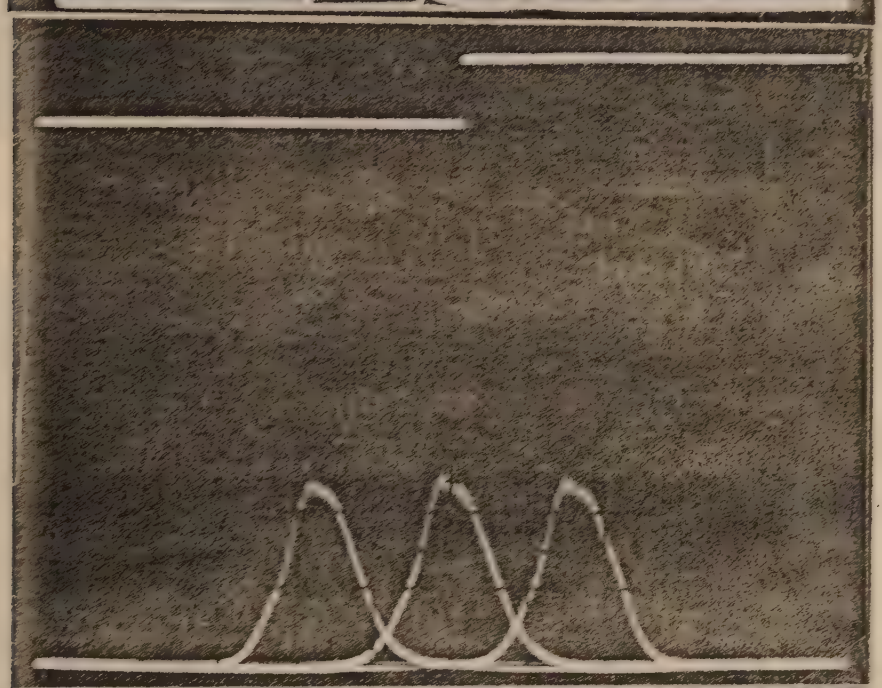
$\Delta\nu$ = 10 MHz

FIGURE 4.5



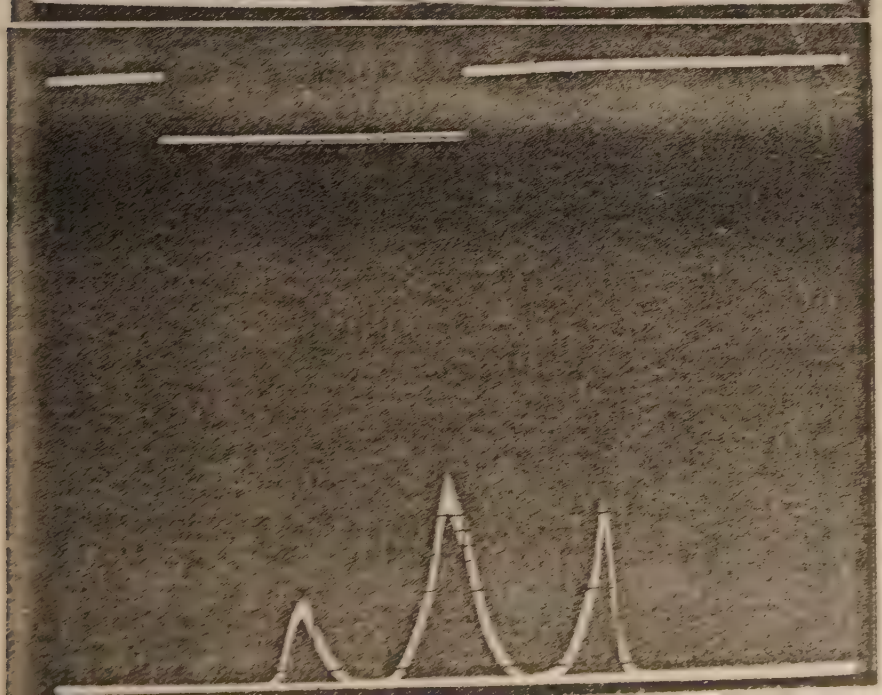
$\Delta\nu_o$ = 15 MHz

$\Delta\nu$ = 20 MHz



$\Delta\nu_o$ = 20 MHz

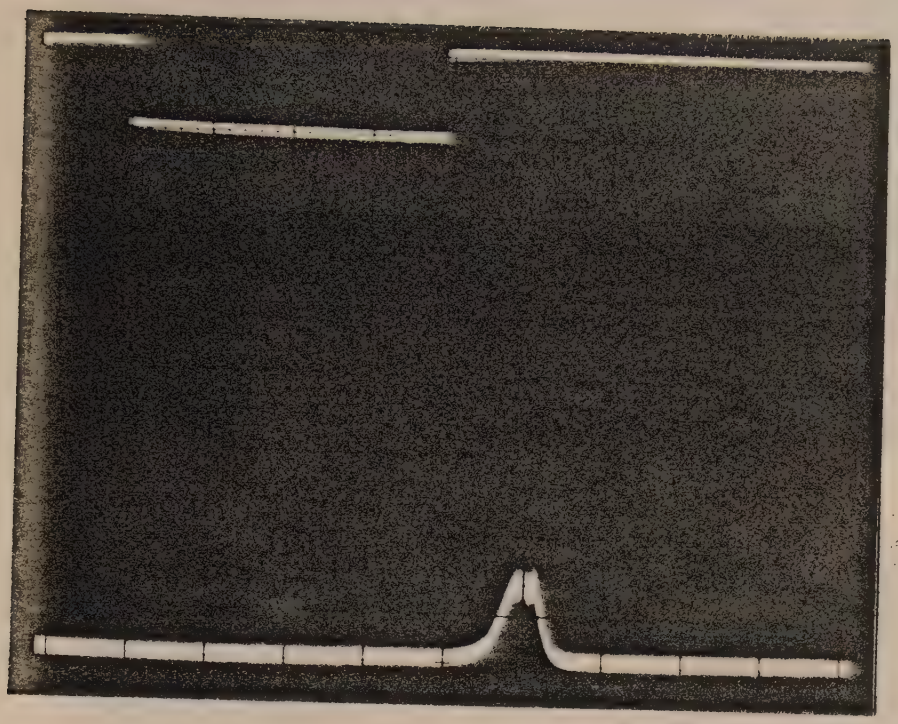
$\Delta\nu$ = 15 MHz



$\Delta\nu_o$ = I5 MHz

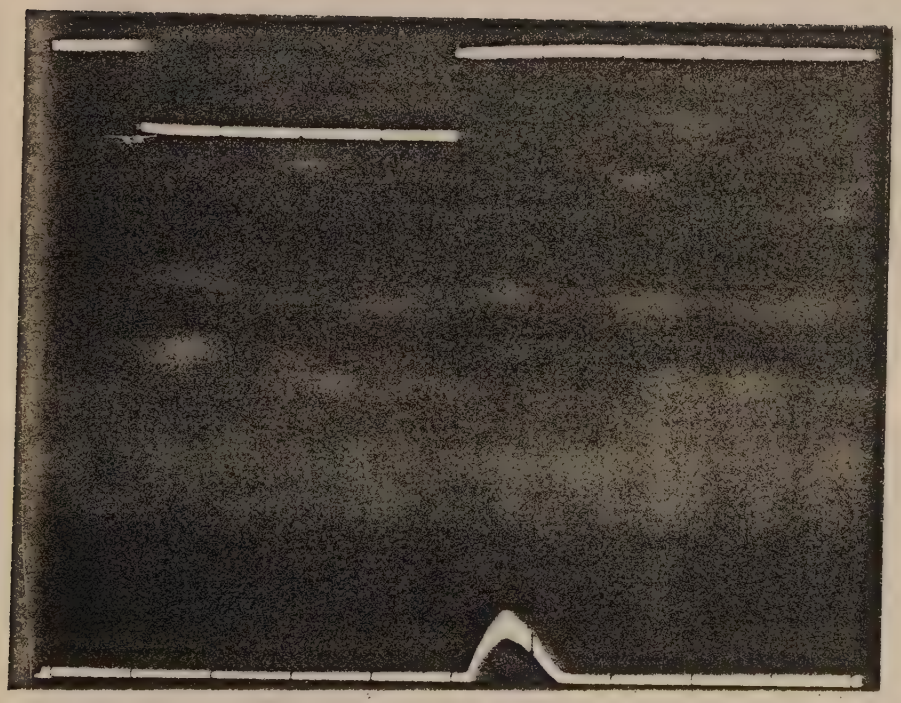
$\Delta\nu$ 10 MHz

FIGURE 4.5 BIS



$\Delta\nu = \Delta\nu_o = 5$ MHz

$\nu - \nu_o = 2$ MHz

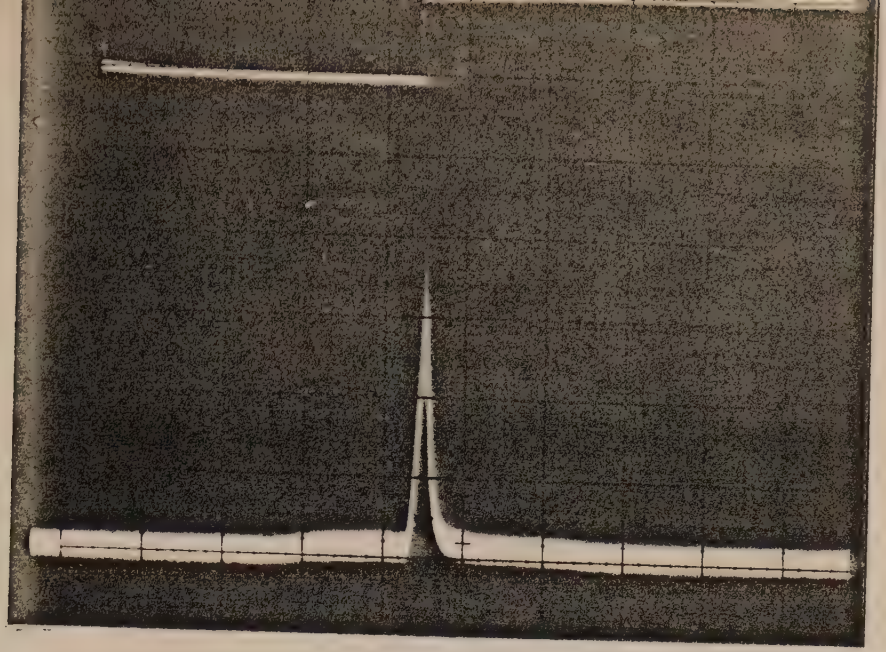


$\Delta\nu = \Delta\nu_o = 8$ MHz

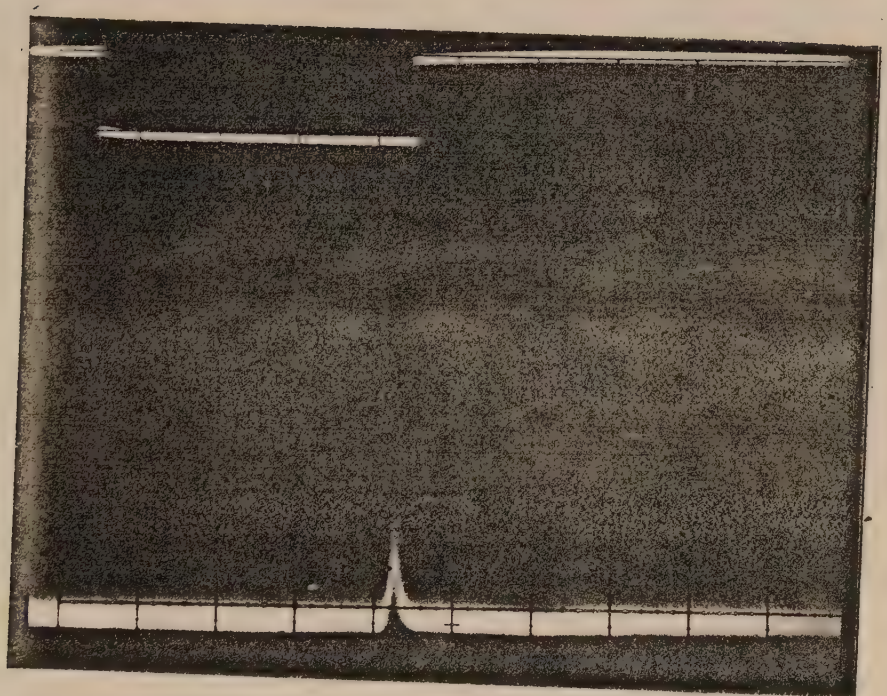
$\nu - \nu_o = 2$ MHz

FIGURE 4.6

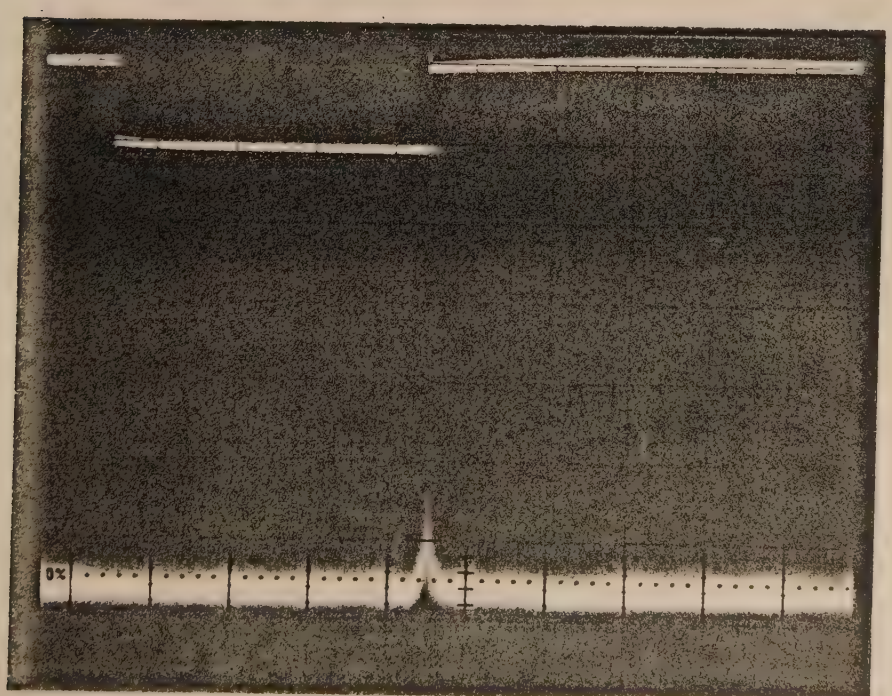
DEPLACEMENT DU PIC DE CORRELATION AVEC LA FRÉQUENCE TERMINALE



pas de bruit



$\rho_r = -6$ dB



$\rho_r = -12$ dB

FIG 4.7

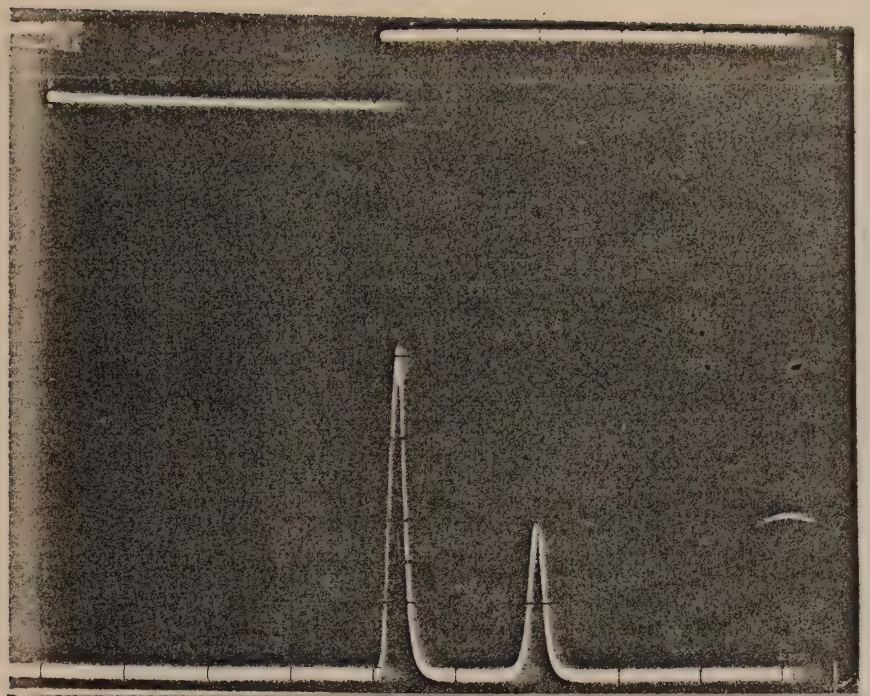
4.2 Cas de deux signaux M.L.F.

Les photos de la planche 4.8 montrent les signaux reçus lorsqu'on envoie simultanément deux signaux S_1 et S_2 . (l'échelle des temps est de 5µs par carreau). Sur la photo du haut de la page, le grand pic correspond au signal S_1 égal au signal S_0 adapté au point d'observation et caractérisé par sa largeur de bande $\Delta\nu_o$ et sa fréquence porteuse ν_o ; le deuxiéme pic met en évidence le retard temporel dû au changement de la fréquence porteuse.

Sur la photo centrale les deux pics sont placés de part et d'autre du pic correspondant à S_o et non présent. Ils déterminent le pouvoir de résolution vis à vis de la fréquence porteuse. Les pics à mi-hauteur du pic central correspondent à un glissement de la porteuse de plus ou moins 5 MHz.

La troisième photo représente le signal obtenu lorsqu'il y a un écart dans la largeur de bande alors que la fréquence porteuse est la même, dans ce cas les largeurs de bande sont $\Delta\nu_o = \Delta\nu_1$ = 20 MHz et $\Delta\nu_2$ = 5 MHz, la fréquence porteuse étant $\nu_o = \nu_1 = \nu_2$ = 100 MHz.

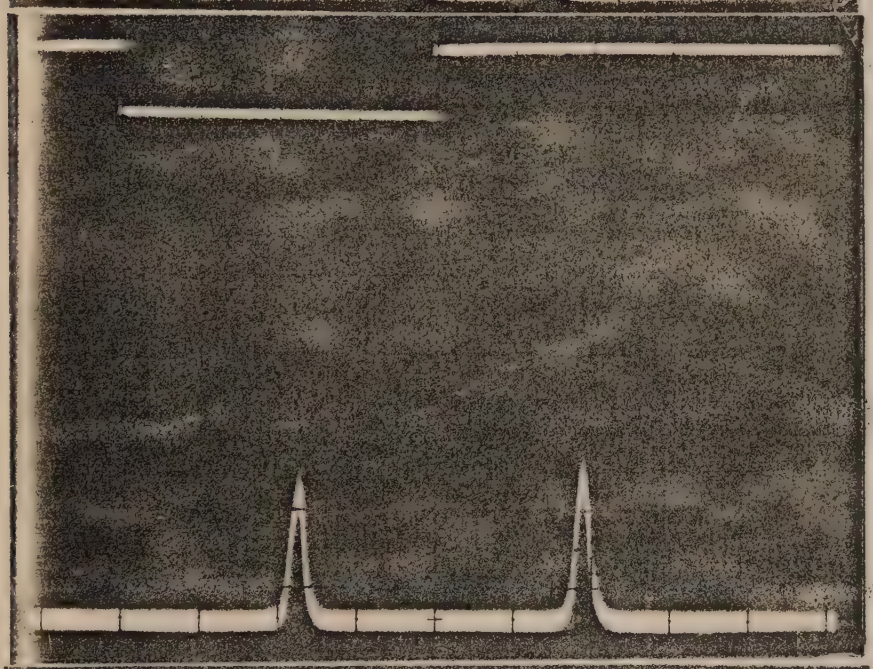
La planche 4.9 montre l'effet du bruit sur les deux signaux simultanés. En définissant le rapport de chaque signal M.L.F. par rapport au bruit, les résultats sont identiques à ceux du § 4.1, ce qui vérifie la linéarité du filtre adapté optique.



$\Delta\nu_o = \Delta\nu_1 = \Delta\nu_2 = 10$ MHz

$\nu_o = \nu_1 = 95$ MHz

$\nu_2 = 100$ MHz

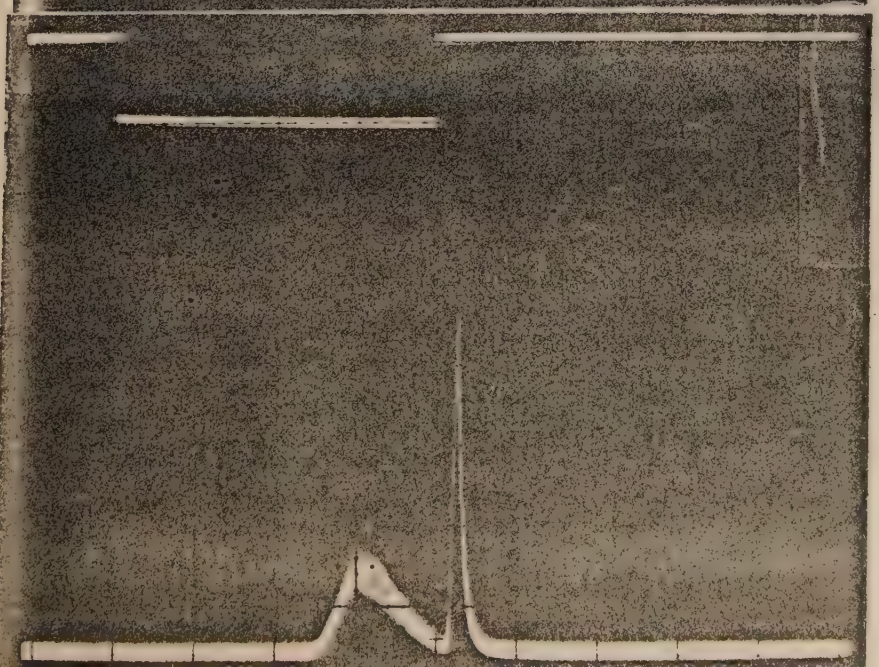


$\Delta\nu_o = \Delta\nu_1 = \Delta\nu_2 = 10$ MHz

$\nu_o = 95$ MHz

$\nu_1 = 90$ MHz

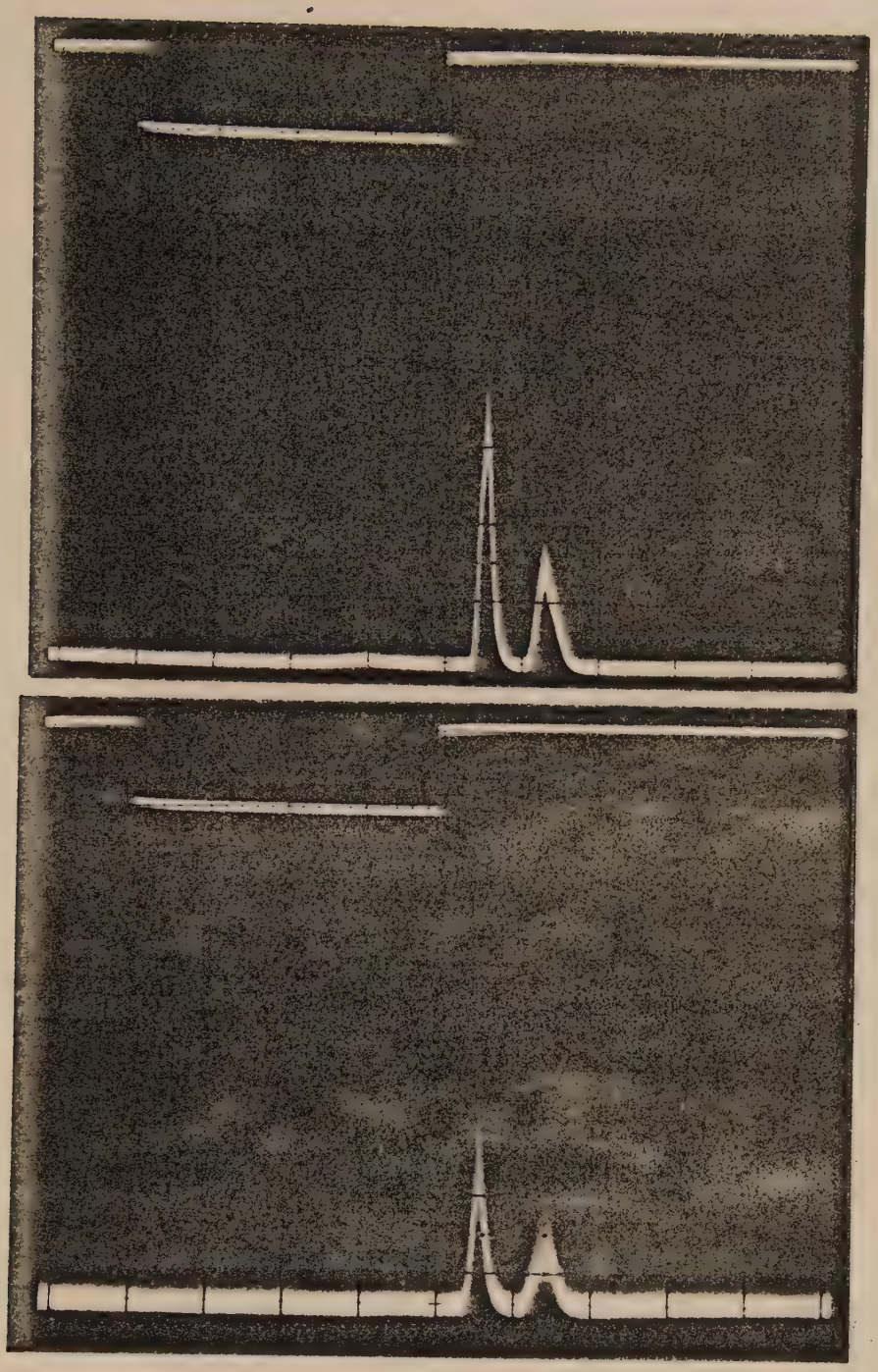
$\nu_2 = 100$ MHz



$\Delta\nu_o = \Delta\nu_1 = 20$ MHz

$\Delta\nu_2 = 5$ MHz

FIG. 4.8



pas de bruit

= -6 dB.

FIGURE 4.9

4.3. Possibilités d'utilisation

L'expérience vérifie la théorie, cependant dans la pratique l'observation du pic de corrélation ne peut se faire ponctuellement, aussi la largeur de ces pics est plus grande et leur enveloppe n'a pas la même forme

Ces différences qui diminuent le pouvoir de résolution entre deux signaux M.L.F. , nous permettent de coder ces signaux de deux manières qui correspondent aux deux paramètres du signal M.L.F. (pente de modulation ou fréquence terminale).

Ces différences,qui diminuent le pouvoir de résolution entre deux signaux M.L.F. ,nous permettent de coder ces signaux de deux manières qui correspondent aux deux paramètres du signal M.L.F. (pente de modulation ou fréquence porteuse).

4.3.1 Codage par pente de modulation

Lorsque le paramètre de codage est la pente de modulation, il faut disposer d'un nombre de récepteurs égal au nombre de pentes codées. Le signal d'émission est constitué d'un seul ou de plusieurs signaux M.L.F. de telle sorte que chaque pente de modulation soit observée par le récepteur qui lui est adapté. Le nombre de pentes codées pour assurer une bonne écoute a été déterminé à quatre par l'expérience, les modulations correspondantes sont de $\pm$20 MHz et $\pm$10 MHz. Les quatres récepteurs sont alors placés sur le même ordre diffracté par le modulateur optique.

L'intéret de ce système réside dans le fait qu'il n'y a pas besoin de signal de synchronisation.

Cependant lorsque l'émission comporte plusieurs signaux M.L.F. simultanés, il faut faire trés attention à ce que les pics de corrélation arrivent au même instant sur les récepteurs appropriés. De plus en présence de bruit, les signaux M.L.F. ayant la plus grande pente de modulation de fréquence auront une probabilité de détection plus forte que les autres.

4.3.2 Codage par la fréquence terminale

Pour s'assurer une réception identique,en présence de bruit, de tous les caractères du code,il faut utiliser des signaux ayant la même pente de modulation.

Si un seul récepteur est utilisé, le codage se fait à l'émission par la différence des f.t. et le décodage à la réception, par l'écart entre les temps d'arrivée des pics de corrélation de chaque signal M.L.F.

Cette technique impose donc que le signal d'émission soit composé de plusieurs signaux M.L.F. et que l'un d'eux indique le début de chaque caractère.

Pour éviter l'inconvénient de la synchronisation, et en utilisant plusieurs récepteurs,l'information codée peut être constituée de plusieurs signaux M.L.F. de même largeur de bande mais de fréquence terminale différente. Cependant cette solution impose que la cuve à ultra-sons et son amplificateur aient une bande passante beaucoup plus large.

CONCLUSION

Le principe de la convergence spatiale est donc applicable à un système de télécommunications utilisant des signaux M.L.F. dont la pente de modulaton de frèquence reprèsente un caractère codé. Chaque caractère a alors son propre récepteur optique (photomultiplicateur photodiode), le modulateur optique étant utilisé comme filtre adapté a n canaux. L'expérience a montré qu'avec le matériel dont nous disposons, le nombre de récepteurs pour assurer une bonne écoute est de quatre. Cependant il est possible d'envoyer plusieurs caractères différents simultanèment. L'avantage de ce système réside dans le fait qu'il n'y a pas besion d' annoncer l'émission codée et, en conséquence, un tel appareil peut fonctionner en état de veille constante.

Expérimentalement le nombre de caractères indépendants est plus petit que celui prévu théoriquement. Ce phénomène est dû aux fentes d'observation placées devant les récepteurs optiques, ceci pour deux raisons: d'une part leurs largeurs ne sont pas infiniment petites, d'autre part elles ne sont pas strictement perpendiculaires au sens de propagation des ondes ultrasonores dans le modulateur optique.

Cet écart peut être mis à profit pour utiliser le principe de la convergence spatiale de manière différente En effet quand deux ou plusieurs signaux M.L.F. relativement voisins sont émis simultanément un seul récepteur

permet de les capter séparément dans le temps. Le premier reçu est nécessairement un signal de synchronisation, les autres signaux sont alors les différents bits du mot ainsi formé.

De plus,le fait d'avoir moins de sélectivité permet de recevoir correctement le caractère codé même si celui ci a été dopplérisé.

L'intérêt du filtrage adapté par convergence spatiale est d'une part de travailler en temps réel, d'autre part de retrouver l'information codée lorsque celle-ci est noyée dans un bruit fort. Expérimentalement l'amélioration du rapport signal sur bruit est de 18 dB pour un signal dont le produit durée-bande est de 400. Ce résultat s'explique par les imperfections techniques des fentes d'observation placées devant le récepteur optique.

BIBLIOGRAPHIE

1- A. BLANC-LAPIERRE et R.FORTET Théorie des fonctions aléatoires 1953 Masson-Editeur

2- E.ROUBINE Introduction à la théorie de la communication. Masson Edit.

3- J.DUPRAZ Théorie de la communication. 1973 Eyrolles Edit

4- D.O NORTH Analysis of the factor with détermine signal/ noise discrimination in radar
(report PTR- 6C, RCA laboratories June 1943)

5- P.Y. ARQUES Filtrage adapté et détection optimale de de certains signaux. Revue CETHEDEC n°32 (1972)

6- H.MERMOZ Extension de la méthode du filtrage adapté au cas de plusieurs entrées, pour l'optimisation de la détection des signaux faibles. Filtrage adapté et directivité
Thése de doctorat d'état Juillet 1964 Grenoble

7- BRUHAT Cours d'optique 1965 Masson.

8- M.FRANCON Optique-formation et traitement des images 1972 Masson.

9- G. BONNET Signaux,filtres linéaires et diffraction cours d'été D.C.A.N. GESSY "traitement optique du signal" Toulon 1973

10- G.BONNET Notion de transparence en diffraction polychromatique rapport Gessy 4.75 mai 1975

11- L.BRILLOUIN Annales de physique 17 (1921) 103

12- DEBYE and SEARS Proc. Nat. Acad. Sci. Wash 18 (1921) 103

13- LUCAS and BICQUART J Physic. Radium 3 (1931)

14- RAMAN and NATH Proc ind. Acad. Sci., A 2(1935)

15- A.FORSTER Contribut n a l'étude du filtrage bidimensionnel, application au traitement en temps réel de signaux sonar. Thèse de docteur ingénieur juillet 1971 Grenoble

16- F.GIRES et C.LARDAT Corrélateur optique compact pour le traitement des signaux électriques codés , revue technique Thomson C.S.F. volume 2 n°2 juin 1970

17- G.W.JULL Light beam scanning by optical signal processing techniques.
Agard Conférence Proccedings Services n°5 Paris septembre 1965

18- M.ARM L.LAMBERT and A.AimetteElectro optical processor for phased array antennas

19- M. LA SALLE Méthode optique de traitement de l'information application aux antennes à éléments multiples
l'onde électrique vol.48 n°492 Mars 1968

20- F.GIRES Mémoires optiques et modulateurs de lumière. Cours d'été D.C.A.N. Gessy Juin 1973 " Traitement optique du signal"

21- A.COZANNET Mise en oeuvre des modulateurs optiques livrés par la C.S.F. rapport CEPHAG n° 15/70 avril 1970

22- A.FORSTER Filtrage adapté optique pour impulsion modulée linéairement en fréquence ,rapport CEPHAG n°18/70 du 22.05.70

23- A.FORSTER Filtres adaptés optiques. Cours d'été D.C.A.N. GESSY " Traitement optique du signal" Rapport GESSY 12/73 Toulon Juin 1973

24- A.FORSTER traitement optique des signaux électriques Convention D.R.M.E. 2^{e} et 3^{e} rapports trimestriels et rapport final Rapport GESSY 16/73 janvier 1975, 17/73 avril 73 juin 74

25- A.FORSTER. A.COUVE. A.GIULIERI Procédés optiques de convolution en temps réel. Colloque GRETSI traitement du signal Nice juin 1975

26- A.GIULIERI Traitement optique des signaux électriques. Convention D.R.M.E. 1^{e} et 2^{e} rapports trimestriels. Rapports GESSY n°23/74 octobre 1974; n°2/75 janvier 1975

Dernière page d'une thèse

VU

Toulon, le 4 JUIN 1976

Le Président de la thèse

VU, et permis d'imprimer,

Toulon, le

Le Président de L'Université
de PARIS-SUD

Le Président du Centre Universitaire
et Toulon et du Var

Le Président du Centre
Universitaire de Toulon et du Var

Pierre BROCHE